SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique
par décret du 15 janvier 1881

PROCÈS-VERBAUX

ET

RÉSUMÉS DES COMMUNICATIONS

FAITES PENDANT L'ANNÉE 1955

Siège social : 44, rue de Rennes, PARIS (VIe)

PARIS
SOCIÉTÉ JOURNAL DE PHYSIQUE, ÉDITEUR
12, Place Henri-Bergson
—
1955

TABLE DES MATIÈRES

SÉANCE DU 26 MARS 1954.

SÉANCE DU 30 AVRIL 1954.

SÉANCES DES 3, 4 ET 5 JUIN 1954.

SÉANCES DES 7 ET 8 OCTOBRE 1954 (tenues à Nancy).

SÉANCES DES 18 ET 19 NOVEMBRE 1954.

SÉANCE DU 17 DÉCEMBRE 1954.

ASSEMBLÉE GÉNÉRALE ET SÉANCE DU 21 JANVIER 1955.

SÉANCE DU 18 FÉVRIER 1955.

SÉANCE DU 11 MARS 1955.
(organisée en commun avec la Faculté des Sciences de Paris).

SÉANCE DU 18 MARS 1955.

SÉANCE DU 6 MAI 1955.

SÉANCES DES 26, 27 MAI ET 1er JUIN 1955.

SÉANCES DES 8 ET 10 JUIN 1955.

RÉUNIONS COMMUNES
AVEC LA SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS.

SÉANCE DU 12 OCTOBRE 1953.

SÉANCES DES 3 AVRIL ET 22 MAI 1954.

SECTION D'OPTIQUE.

SÉANCE DU 7 MAI 1954.

SÉANCE DU 12 NOVEMBRE 1954.

SÉANCE DU 7 JANVIER 1955.

SÉANCE DU 4 MARS 1955.

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE.

SÉANCE DU 25 JUIN 1954.

SÉANCE DU 10 DÉCEMBRE 1954.

SÉANCE DU 28 JANVIER 1955.

SÉANCE DU 25 FÉVRIER 1955.

SÉANCE DU 25 MARS 1955.

SÉANCE DU 29 AVRIL 1955.

SECTION SUD-OUEST.

(Bordeaux.)

SÉANCE DU 16 DÉCEMBRE 1954.

SÉANCE DU 20 JANVIER 1955.

SÉANCE DU 17 FÉVRIER 1955.

SÉANCE DU 24 FÉVRIER 1955.

SÉANCE DU 17 MARS 1955.

SÉANCE DU 21 AVRIL 1955.

SECTION MÉDITERRANÉE.
(Marseille.)

SÉANCE DU 28 JANVIER 1955.

SÉANCE DU 7 JANVIER 1955.
(organisée en commun avec la Société chimique de France, Section de Marseille).

SÉANCE DU 25 FÉVRIER 1955.

SÉANCE DU 19 MARS 1955.

SÉANCE DU 22 AVRIL 1955.

SECTION CENTRE-OUEST.
(Poitiers.)

SÉANCE DU 22 MAI 1954.

SÉANCE DU 26 JUIN 1954.

SÉANCE DU 11 DÉCEMBRE 1954.

SÉANCE DU 5 MARS 1955.

SÉANCE DU 26 MARS 1955.

SÉANCE DU 30 AVRIL 1955.

SECTION SUD-EST.

(Grenoble.)

SÉANCE DU 17 JUIN 1954.

SÉANCE DU 17 NOVEMBRE 1954.

SÉANCE DU 26 JANVIER 1955.

SECTION DU SUD-EST.

(Lyon.)

SÉANCE DU 26 NOVEMBRE 1954.

(Réunion commune avec la Société française des Électriciens).

SÉANCE DU 28 JANVIER 1955.

SÉANCE DU 18 MARS 1955.

SÉANCE DU 24 JUIN 1955.

SÉANCE DU 26 JUIN 1954.

SÉANCE DU 11 DÉCEMBRE 1954.

SÉANCE DU 5 MARS 1955.

SÉANCE DU 26 MARS 1955.

SÉANCE DU 30 AVRIL 1955.

SECTION SUD-EST.
(Grenoble.)

SÉANCE DU 17 JUIN 1954.

SÉANCE DU 17 NOVEMBRE 1954.

SÉANCE DU 26 JANVIER 1955.

SECTION DU SUD-EST.

(Lyon.)

SÉANCE DU 26 NOVEMBRE 1954.

(Réunion commune avec la Société française des Électriciens).

SÉANCE DU 28 JANVIER 1955.

SÉANCE DU 18 MARS 1955.

SÉANCE DU 24 JUIN 1955.

SECTION DE STRASBOURG.

SÉANCE DU 25 JUIN 1954.

SÉANCE DU 25 OCTOBRE 1954.

SÉANCE DU 17 DÉCEMBRE 1954.

SÉANCE DU 18 FÉVRIER 1955.

SÉANCE DU 22 MARS 1955.

SÉANCE DU 22 AVRIL 1955.

SÉANCE DU 6 MAI 1955.

SÉANCE DU 20 MAI 1955.

SECTION BOURGOGNE-FRANCHE-COMTÉ.

(Dijon.)

SÉANCE DU 13 NOVEMBRE 1954.

SÉANCE DU 19 MARS 1955.

SECTION BOURGOGNE-FRANCHE-COMTÉ.

(Besançon.)

SÉANCE DU 29 JANVIER 1955.

SÉANCE DU 14 MAI 1955.

SECTION DE TOULOUSE.

SÉANCE CONSTITUTIVE DU 18 DÉCEMBRE 1954.

SÉANCE DU 18 FÉVRIER 1955.

SÉANCE DU 29 MARS 1955.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, RUE DE RENNES, PARIS (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

SÉANCE DU 26 MARS 1954.

Présidence de M. KASTLER.

M. le PRÉSIDENT présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. AYANT (Yves), Ancien élève de l'École Normale supérieure, Agrégé de Physique, Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 1, rue des Feuillantines, Paris (5e), présenté par MM. Grivet et Soutif.

BASSOMPIERRE (André), Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 5, rue Brossolette, Clamart (Seine), présenté par MM. Grivet et Soutif.

BAUMBERGER (Clément), Ingénieur-physicien de l'École Polytechnique de Lausanne, domicilié à la Fondation Suisse, boulevard Jourdan, Paris (14e), présenté par MM. Maréchal et Arnulf.

Mlle BERTHET (Ginette), Agrégée de Physique, Attachée de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 48, boulevard Jourdan, Paris (14e), présentée par MM. Grivet et Soutif.

MM. CONSTANT (Roger), Constructeur en instruments scientifiques, 28, rue Tourgueneff, Bougival (Seine-et-Oise), présenté par MM. Lallemand et Marandon.

LABIN (Édouard), Licencié ès sciences, Ingénieur E. S. E., 3, rue Thiers, Paris (16e), présenté par MM. Rocard et Aigrain.

LACAM (André), Licencié ès sciences, Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 17, rue Ed.-Rougeaux, Chaville (Seine-et-Oise), présenté par MM. Vodar et Romand.

LURÇAT (François), Ancien élève de l'École Normale supérieure, Agrégé de Physique, Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 51, rue Bargue, Paris (15e), présenté par MM. Grivet et Soutif.

PONTIER (Jacques), Licencié ès sciences, Ingénieur, 7, villa Pasteur, Neuilly-sur-Seine (Seine), présenté par MM. Grivet et Soutif.

THIOUNN (Mumm), Ancien élève de l'École Polytechnique, Stagiaire de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 11, rue Jean-Mascre, Sceaux (Seine), présenté par MM. Grivet et Soutif.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Indépendance de charge en Physique nucléaire ;

par M. R. E. MARSHAK,

Professeur à l'Université de Rochester.

Cet exposé fera l'objet d'un article au *Journal de Physique*.

2. — Compte rendu de la Conférence Internationale de Physique théorique (Tokyo et Kyoto, septembre 1953) ;

par M. M. LÉVY,

École Normale Supérieure.

Au mois de septembre 1953, s'est tenue au Japon une Conférence internationale de Physique théorique. Cette Conférence, à laquelle participaient 55 physiciens venus de tous les continents et plus de 600 physiciens japonais, était organisée par le « Conseil Scientifique du Japon », sous les auspices de l'Union Internationale de Physique Pure et Appliquée (U.I.P.P.A.).

Ce fut, à plus d'un titre, une conférence exceptionnelle : d'abord par sa durée (près d'un mois, si l'on compte tous les colloques qui l'ont accompagnée); ensuite parce que c'était la première conférence internationale purement consacrée à la Physique théorique qui se soit tenue depuis la guerre; enfin parce qu'elle a affecté profondément la vie nationale du Japon.

La Conférence proprement dite a commencé le 15 septembre, mais elle avait été précédée par trois importants colloques : celui sur les rayons cosmiques (consacré principalement aux effets géomagnétiques) à Tokyo; ceux sur la physique moléculaire et la dislocation des cristaux à Nikko, centre touristique important, situé au cœur d'un des plus beaux parcs nationaux japonais. Les hôtes étrangers arrivèrent d'ailleurs pendant la semaine du 7 au 13 septembre. Ils comprenaient le président de l'U.I.P.P.A., le Professeur Mott, ainsi que six de ses vice-présidents et le secrétaire général, le Professeur Fleury. Outre ce dernier, la délégation française comportait encore MM. F. Perrin, L. Néel, A. Proca, Cl. Bloch et moi-même.

La séance inaugurale de la Session principale du Congrès eut lieu le 15 septembre à Tokyo, en présence du Ministre de l'Éducation nationale du Japon

Elle fut suivie d'une visite des principales universités et institutions scientifiques de Tokyo. Les séances de travail, cependant, se déroulèrent essentiellement à Kyoto, du 18 au 23 septembre. Les participants s'étaient divisés en trois sections :

Section A : Théorie des champs et particules élémentaires;
Section B : Mécanique statistique;
Section C : Physique de l'état solide et Physique moléculaire.

Cette division a rendu possible l'organisation de séances très spécialisées qui ont permis un échange de vues très approfondi sur chacune des questions qui figuraient au programme. Celui-ci, qu'il serait trop long de donner ici, fut d'une ampleur et d'une variété extrêmes et l'on peut dire que furent abordés en détail tous les problèmes de la Physique théorique moderne.

L'effort des organisateurs du Congrès, à la tête desquels se trouvait le Professeur Fujioka, de l'Université de Tokyo, fut véritablement extraordinaire, non seulement pour l'accueil exceptionnel réservé aux délégués étrangers, mais aussi pour l'efficacité avec laquelle les séances de travail furent mises sur pieds. C'est certainement à cause de cet effort que l'on peut dire que cette Conférence fut un grand succès puisque, réunissant les spécialistes de chaque question dans un grand nombre de discussions par petits groupes, elle permit un échange de vues libre et approfondi. Tous les congressistes étrangers ont emporté de cette Conférence l'impression d'un enrichissement considérable de leur compréhension du domaine scientifique qui leur est propre.

En ce qui concerne mes impressions sur la vie scientifique au Japon, je me bornerai à parler du domaine qui m'intéresse directement, c'est-à-dire la Physique théorique et la Physique nucléaire expérimentale. A cause de la guerre et de ses conséquences, la Physique expérimentale a été lente à se développer. Trois cyclotrons de basse énergie sont en construction à l'heure actuelle. Par contre, la Physique théorique a pris un essor remarquable. Ceci est dû en partie à la grande popularité de physiciens japonais comme Yukawa (Prix Nobel 1949). Environ 60 physiciens théoriciens sont formés chaque année. Les débouchés sont peu nombreux dans l'Université, et un grand nombre d'entre eux enseignent dans les établissements secondaires. La situation économique des professeurs est assez mauvaise. Le salaire moyen d'un professeur d'Université est de l'ordre de 30 000 F par mois. Le coût de la vie étant relativement élevé, cela oblige la plupart des universitaires à mener une vie extrêmement simple.

Ce qui m'a beaucoup frappé au Japon, c'est la grande popularité dont la France y jouit, une popularité que, peut-être, nous ne savons pas bien exploiter. Les livres français y sont lus (les grandes librairies de Tokyo, par exemple, possèdent toutes un rayon de livres français). Deux Instituts français, à Tokyo et à Kyoto, s'efforcent de façon très active de maintenir une présence culturelle française. Une grosse insuffisance, que l'on remarque d'ailleurs dans toute l'Asie, est celle de la présence *scientifique* de la France. Jusqu'ici, l'effort a surtout porté sur la diffusion de l'aspect littéraire ou artistique de la culture française, donnant ainsi l'impression que la France n'existe pas scientifiquement. Un gros effort devrait être fait par l'échange de chercheurs, par l'envoi de professeurs et de conférenciers scientifiques et par la création de postes d'Attachés scientifiques dans les principaux centres de l'Asie. Au Japon, il existe une Société franco-japonaise des Sciences pures et appliquées, qui s'efforce de promouvoir des rapports plus étroits avec la France dans le domaine des Sciences et qui mériterait d'être encouragée.

En parlant avec mes collègues japonais, j'ai été frappé enfin par l'importance qu'ils attachent aux problèmes qui résultent de l'existence de la bombe atomique et aux responsabilités qui incombent aux scientifiques dans l'organisation d'un contrôle des armes atomiques.

SÉANCE DU 30 AVRIL 1954.

Présidence de M. Kastler.

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Meinnel (Jean), Agrégé de Physique, Assistant à la Faculté des Sciences de Rennes, 41, rue Honoré-de-Balzac, Rennes, présenté par MM. Tréhin et Freymann.

Monod-Herzen (Gabriel), Maître de conférences à l'École supérieure des Sciences d'Hanoï (Viet-Nam), présenté par MM. Kastler et Maréchal.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Recherches sur l'état solide à haute température effectuées au moyen des ultrasons;

par M. P. Bordoni,
Professeur à l'Université de Pise.

Cette Communication fera l'objet d'un article au *Journal de Physique*.

2. — Influence de l'irradiation ultrasonore sur la fluorescence de corps solides;

par MM. L. Petermann et R. Mercier,
École Polytechnique, Université de Lausanne.

L'un des auteurs (L. P.) a découvert que l'irradiation par un faisceau ultrasonore de solides phosphorescents (préalablement excités par la lumière) provoquait un accroissement momentané de luminescence et, qu'après l'irradiation, les plages influencées présentent un déficit de lumière.

Une théorie du phénomène a pu être établie en prenant pour base les travaux de Pringsheim, Randall et Wilkins et un effet purement thermique des ultra-

sons. L'absorption de l'énergie ultrasonore élève la température du solide, accélérant le retour au niveau fondamental des électrons initialement « piégés ». Cette transition de retour est considérée comme monomoléculaire, la répartition des trappes étant supposée continue et du type exponentiel. Une intégration complète des équations ainsi obtenues ne s'est pas avérée possible, aussi a-t-on procédé à une intégration graphique fondée sur des valeurs des paramètres livrées par l'expérience. Le spectre des trappes qui intervient dans le calcul est assez étroit pour que l'hypothèse concernant sa répartition ne soit pas essentielle.

La courbe de la luminescence en fonction du temps ainsi calculée a été soumise à des vérifications expérimentales en utilisant plusieurs sortes de solides luminescents, ZnS (Cu), ZnS (Ag), ZnS (Rh), etc. Les meilleures conditions d'expérimentation ont été obtenues pour CaS-SrS(Ag) et CaS-SrS(Y + autres activants) qui présentent des trappes de 0,6 à 0,8 eV de profondeur (*fig.* 1). Des mesures systématiques

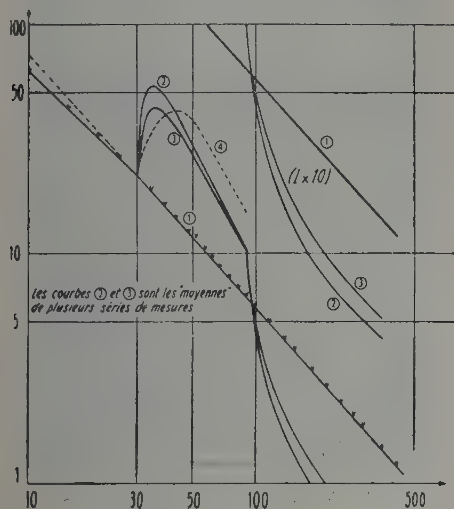


Fig. 1. — Influence d'un faisceau d'ultrasons sur la décroissance d'un « phosphore » du type CaS-SrS (n° 2 703, Metzler).

Fréquence : 3 751 kHz (émetteur n° 24 ≠ 103, 3e « harmonique »). Température initiale : 27° C. Milieu : pétrole. Détecteur : photomultiplicateur RCA 931-A. Intensité (moyenne) : 1. 0 W/cm²; 2. 0,77 W/cm²; 3. 0,53 W/cm²; 4. ≃ 1 W/cm².

Courbe théorique (effet thermoluminescent, la variation de température étant celle mesurée en surface d'un écran phosphorescent irradié à environ 1 W/cm²).

En abscisse, temps en secondes; en ordonnée, photocourant en microampères.

ont été effectuées sur des échantillons confectionnés spécialement. On a mesuré les températures superficielles lors de l'irradiation, la luminescence en fonction du temps avec et sans ultrasons, l'intensité des ultrasons, etc.

L'excitation préalable (10 s environ) se faisait à température ambiante au moyen d'une lampe à vapeur de mercure. Les ultrasons furent produits par des transducteurs à lame de quartz (4,4 MHz) ou à céramique de titanate de baryum (3,7 à 4,4 MHz). L'intensité de la luminescence, mesurée pendant 50 mn après l'excitation, a été déterminée au moyen de cellules photoélectriques à multiplicateurs d'électrons.

Les courbes mesurées, sans s'identifier en tous points aux courbes calculées, en reproduisent bien les caractéristiques principales; les différences peuvent être attribuées aux erreurs expérimentales de la mesure des températures superficielles.

Les intensités ultrasonores de l'ordre du W/cm² ont été mesurées au moyen de balances à pression de radiation spécialement étudiées et réalisées.

Enfin, un procédé photographique de reproduction par contact des plaques fluorescentes irradiées a pu être mis au point qui permet une analyse topographique du champ de rayonnement jusqu'aux environs immédiats des surfaces radiantes. On a déterminé à cet effet les conditions optimales du pouvoir séparateur de contraste. Cette technique met très facilement en évidence une structure réticulaire du rayonnement des lames de cristal, due à des couplages entre divers modes de vibration.

(*) 3. — Visualisation des ondes ultrasonores et applications;

par M. F. Canac,

Directeur du Centre de Recherches Scientifiques, Industrielles et Maritimes de Marseille.

La méthode optique d'observation par strioscopie des ondes sonores et ultrasonores se révèle supérieure aux méthodes électriques ou mécaniques

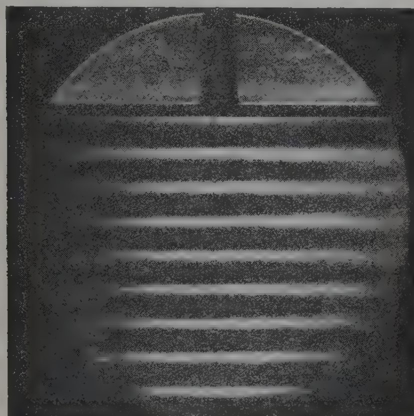


Fig. 1. — Ondes stationnaires vues par stroboscopie.

(microphone, fil chaud, tubes de Pitot, etc.), car elle ne perturbe pas le champ sonore. De plus, la possibilité d'observer en éclairage soit continu, soit périodique (stroboscopie) avec, dans les deux cas, des renseignements différents suivant la position du couteau, permet d'étudier les phénomènes avec beaucoup de

finesse et d'en avoir en même temps une vue d'ensemble.

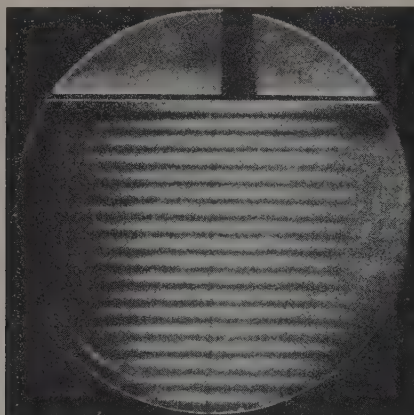


Fig. 2. — Ondes stationnaires vues en éclairage continu.

Nous avons opéré généralement à la fréquence de 23 000 Hz. Nous avons utilisé aussi la fréquence triple 69 000 Hz et nous avons pu descendre jusqu'à la fréquence audible de 4 000 Hz. Rien ne s'oppose à étudier des fréquences encore plus basses, à condition d'émettre des sons d'intensité suffisante pour disposer de gradients de pression convenables et d'utiliser un miroir suffisamment grand pour voir au moins une demi-longueur d'onde.

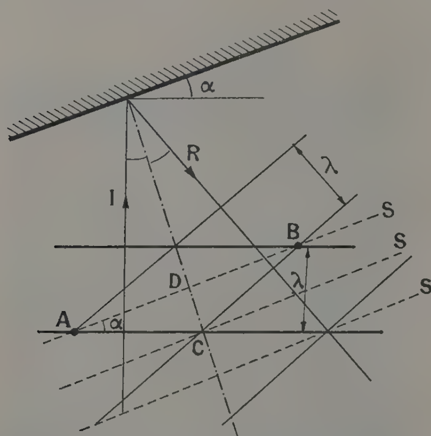
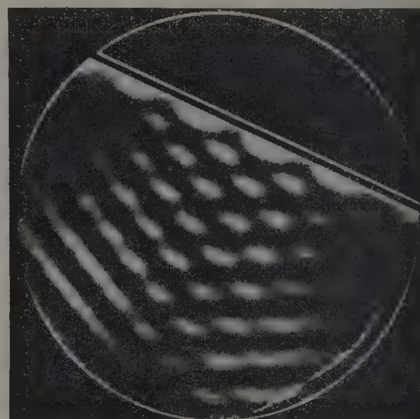


Fig. 3. — Région commune aux ondes incidentes et aux ondes réfléchies sur un plan. AB $= \lambda/\sin\alpha$; CD $= \lambda/2 \cos\alpha$.

La source d'ultrasons utilisée était constituée par un cylindre d'aluminium vibrant en résonance sur la fréquence d'une hétérodyne, suivant la méthode de Hilary W. St. Clair [1]. Le faisceau ultrasonore vertical était disposé devant un miroir sphérique de grande longueur focale. Le rayon émis par la source rectiligne S placée près du centre optique du miroir, traversait deux fois le faisceau en se réfléchissant sur le miroir et donnait une image I juste interceptée par le couteau C [2].



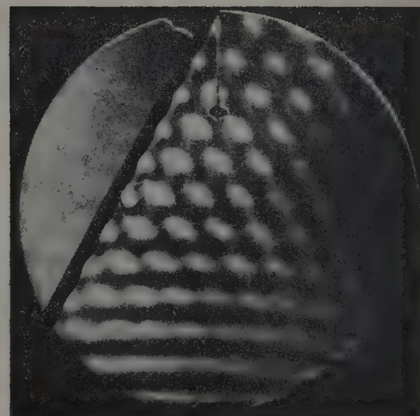


Fig. 4. — Losanges d'interférence pour les incidences 30° (*a*) et 60° (*b*), vus par stroboscopie.

Éclairons des ondes progressives par stroboscopie une fois par période. Par suite de la répartition sinusoïdale des pressions, c'est au point où la pression est nulle que son gradient est le plus grand. Suivant le sens de celui-ci, le faisceau passant par ce point sera ou abaissé (bande noire) ou relevé (bande blanche), d'où franges de pas égal à une longueur d'onde et dont la position dépend de l'instant de l'éclairement. Mêmes conclusions si l'on observe des ondes stationnaires (obtenues avec un miroir perpendiculaire au faisceau), à condition que l'on surprenne celles-ci à l'instant où les compressions et les dépressions sont voisines du maximum (*fig.* 1).

Si nous éclairons en lumière continue, les ondes progressives donneront une traînée blanche due au déplacement des franges blanches et les ondes stationnaires donneront des franges deux fois plus serrées que les précédentes (*fig.* 2).

Si le miroir réfléchissant fait un angle α avec le faisceau incident (*fig.* 3), les deux systèmes d'ondes incidentes et réfléchies forment un réseau de losanges dont le grand axe AB = $\lambda/\sin \alpha$. Celui-ci se déplace parallèlement au miroir à la vitesse $\lambda/T \sin \alpha = c/\sin \alpha$ supérieure à la vitesse du son (*fig.* 4 *a* et *b*).

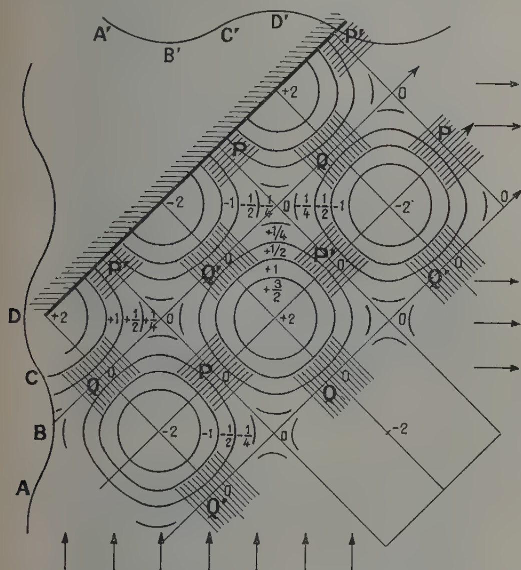


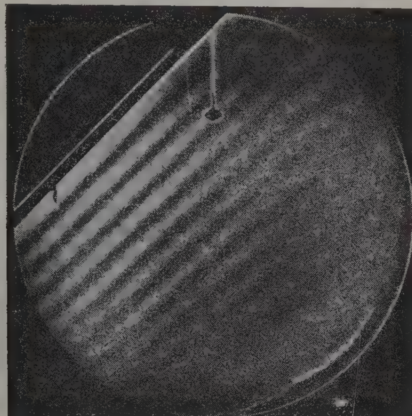
Fig. 5. — Interférence entre rayons incidents verticaux et rayons horizontaux réfléchis sur miroir à 45°.

Influence de la position du couteau. — Son effet est maximum quand il est perpendiculaire à la déviation du rayon lumineux. L'aspect d'un système d'interférence dépendra donc de la position de ce couteau. La figure 5 montre, dans le cas d'un miroir à 45°, la répartition topographique des pressions dans la région commune aux ondes incidentes et réfléchies. L'amplitude incidente étant prise égale à 1, on voit apparaître des bosses et des creux d'amplitude + 2 et — 2. On a tracé des « lignes de niveau » et indiqué les lignes de plus grande pente. On voit qu'autour des sommets, les rayons ont tendance à converger et qu'autour des creux ils ont tendance à diverger.

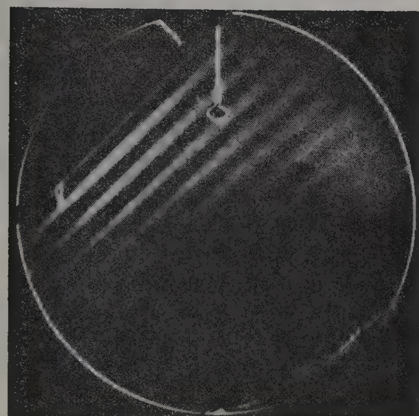
Si le couteau est parallèle au miroir, ce sont les régions Q qui interviendront (*fig.* 6 *a*). Si le couteau est perpendiculaire au miroir, ce sont les régions P (*fig.* 6 *b*). D'où décalage des raies d'une demi-longueur d'onde.

Applications à l'étude du pouvoir réfléchissant et absorbant des matériaux. — Il suffit d'observer les ondes après réflexion ou transmission. Nous avons pu ainsi mettre tout de suite en évidence les propriétés absorbantes de beaucoup de matériaux vis-à-vis des ultrasons, ce qui est d'un intérêt pratique évident.

Application à l'acoustique architecturale. — En construisant des maquettes de plafonds à caissons suivant une échelle de réduction égale à celle de la longueur d'onde ultrasonore par rapport à celle de la moyenne de la voix humaine (750 Hz), nous avons mis en évidence le rôle à la fois d'absorbeur et de diffuseur de certains caissons à forme souvent compliquée.



a



b

Fig. 6. — Décalage des raies par rapport au miroir suivant la position du couteau : *a.* couteau parallèle au miroir; *b.* couteau perpendiculaire au miroir.

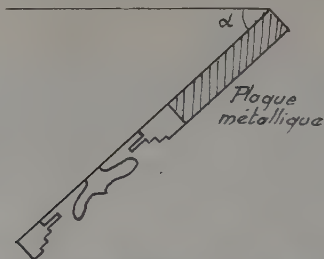
A titre d'exemple, la figure 7 montre qu'un caisson à fleuron supprime toute réflexion comparativement à ce que donne une plaque d'acier.

On peut ainsi examiner le rôle de colonnades, de niches successives (pulpitum des théâtres antiques), de plafonds et de parois plus ou moins inclinées de balcons de théâtre, etc.

La figure 8 illustre la remarque faite par lord Rayleigh sur la transmission de la voix le long de la « Galerie des murmures » de la cathédrale Saint-Paul à Londres : si la voix ne part pas tangentiellement à la paroi, celle-ci joue alors le rôle d'un miroir concave et il y a un véritable foyer.

Guides d'ondes. — Nous avons étudié principalement la réflexion des ondes sur un miroir incliné. Plaçons un deuxième miroir parallèlement à lui de

façon à former une sorte de canal sur les deux faces duquel les ondes se réfléchiront successivement.



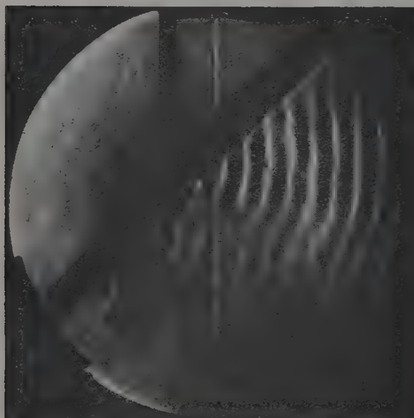


Fig. 7. — Action diffusante d'un plafond à caisson.

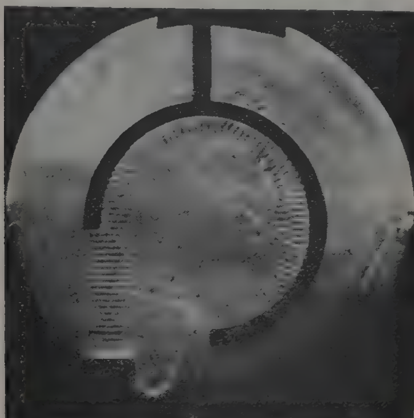


Fig. 8. — Faisceau sonore tangentiel longeant un mur circulaire (galerie des murmures de la cathédrale Saint-Paul, à Londres).

Nous constituerons ainsi un guide d'ondes, ainsi que l'a montré M. L. Brillouin [3], comme ceux considérés lors de la propagation des ondes électromagnétiques dans un tuyau. Le long des raies parallèles au miroir, se propagent des ondes de longueur $\lambda/\sin\alpha$ à une vitesse $c/\sin\alpha$ supérieure à celle du son. Deux nappes ocnsécutives distantes de $\lambda/2\cos\alpha$ sont décalées d'une demi-longueur d'onde d'où, à la sortie, deux faisceaux, l'un dans la direction de réflexion du premier miroir, l'autre dans la direction symétrique (*fig.* 9 et 10).

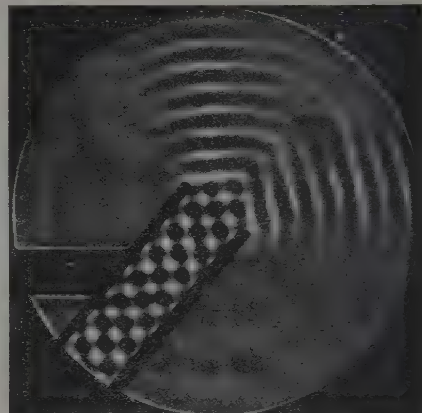


Fig. 9. — Stroboscopie de la propagation entre deux miroirs et faisceaux à la sortie.

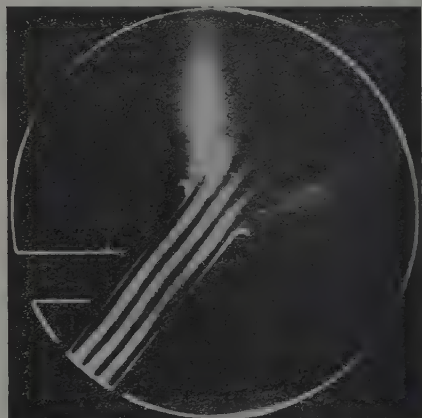


Fig. 10. — Vue en éclairage continu de la continuité des perturbations au delà du guide.

Ces analogies pourraient être appliquées suivant certaines précautions à des cas plus compliqués où le calcul est très difficile.

[1] Hilary W. St. Clair. — *Rev. Sc. Instr.*, 1941, **12**, 250.
[2] Tawil E. J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1930, **191**, 92 et 998.
[3] Brillouin L. — *Rev. gén. Électr.*, 1936, **40**, 227.

4. — Sur le problème fondamental de l'acoustique architecturale ;

par M. T. Vogel.

On rappelle rapidement la position, que l'auteur juge intenable, de l'école « géométrique » de Sabine et les principes à partir desquels M. van den Dungen

a pu établir une théorie cohérente. Dans le cadre de cette théorie, l'auteur a formulé antérieurement [1] un problème « fondamental » (propagation du son dans une enceinte à parois absorbantes et transparentes) et en a donné une solution fondée sur la méthode du petit paramètre de H. Poincaré pour le cas où l'admittance spécifique des parois est faible. S'affranchissant aujourd'hui de cette restriction, il expose une solution par les fonctions de Green et ramène en particulier à la résolution d'une équation intégrale de Fredholm de première espèce le problème de la détermination de l'absorption pariétale en vue d'obtenir un champ sonore donné dans l'enceinte. Il en résulte une méthode expérimentale d'étude des salles sur modèles réduits, où les absorbants sont remplacés par des sources convenablement déphasées.

Cet exposé fera l'objet d'un Mémoire détaillé qui paraîtra ailleurs.

[1] VOGEL T. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 627.

SÉANCES DES 3, 4 ET 5 JUIN 1954.

Ces séances ont été organisées à l'occasion de la 51e Exposition de la Société française de Physique. Des conférences y ont été faites sur les sujets suivants :

1. — Le principe de la continuité de la théorie des quanta;

par M. A. LANDÉ,

Professeur à l'Université de Chicago.

Cette conférence fera l'objet d'un article au *Journal de Physique*.

2. — Application des émulsions photographiques à l'étude des rayons cosmiques;

par M. G. OCCHIALINI,

Professeur à l'Université de Milan.

3. — Le synchrotron et ses problèmes;

par M. E. PERSICO,

Professeur à l'Université de Rome.

Depuis plusieurs années, la Physique s'est lancée dans une course vers les grandes machines, capables d'accélérer des ions ou des électrons à des énergies de plus en plus élevées. Mais très peu du travail théorique et expérimental qui se rapporte à ces machines a paru dans les revues de physique; la plus grande partie ne circule que parmi les spécialistes, sous forme de rapports non imprimés.

Pour avoir une vision synthétique des différents problèmes que soulève la construction d'un synchrotron, il est utile d'avoir sous les yeux le schéma d'ensemble d'une de ces machines. Ce schéma nous rappelle qu'il y a des problèmes se rapportant à

— la *chambre à vide*, tube annulaire où circulent les particules, et où il doit être maintenu un vide de l'ordre de 10^{-5} mm de mercure;

— l'*injecteur*, qui est d'ordinaire une autre machine accélératrice (van de Graaff, générateur d'impulsions ou accélérateur linéaire) donnant aux particules une vitesse initiale comparable à ou même proche de celle de la lumière;

— un grand *aimant* annulaire, construit avec une grande précision, en fer feuilleté, et alimenté par un courant alternatif ou pulsant à basse fréquence;

— une grande batterie de *condensateurs* en dérivation sur l'aimant :

— une (ou plusieurs) *cavité résonnante* à radiofréquence, alimentée par un oscillateur modulé en fréquence et (ou) en amplitude;

— un système d'appareils de *mesure* et de *contrôle*, et d'automatismes électroniques.

Le mouvement des particules dans la chambre à vide d'un synchrotron pose des problèmes de mécanique rationnelle qui sont parfois d'une complexité et même d'une élégance insoupçonnées. La théorie de la relativité joue dans ces problèmes un rôle essentiel.

Les particules ne parcourent pas exactement le cercle qui est au milieu de la section de la chambre (« orbite principale »), mais oscillent autour de ce cercle aussi bien en direction horizontale que verticale. Ces oscillations sont de deux espèces. Les unes, dites « de bétatron », qui ont une composante horizontale et une verticale, sont dues principalement au fait que les particules, par nécessité, ne sont pas injectées sur l'orbite circulaire qui correspond à leur vitesse initiale, mais un peu en dehors de celle-ci. L'amplitude de ces oscillations est donc déterminée par les conditions de l'injection. Les autres oscillations, dites « de synchrotron », beaucoup plus lentes, sont entièrement horizontales et sont dues au fait que les particules ne traversent pas la cavité résonnante toujours à la même phase du champ électrique : leur amplitude est déterminée par l'intensité de ce champ. Le calcul des oscillations de bétatron et de synchrotron est d'une importance capitale, parce que c'est leur amplitude qui détermine les dimensions à donner à la machine et, par conséquent, son coût.

Ces oscillations ne sont importantes qu'au début du cycle : elles s'amortissent à mesure que la particule gagne de l'énergie. On a proposé d'exploiter ce phénomène pour économiser sur la section de l'aimant (synchrotron « *à double chambre* »).

Pour réduire l'amplitude des oscillations on a proposé, en 1950, un nouveau type de synchrotron, dit « *à focalisation intense* » ou « *a gradients alternés* ». Dans cette machine, l'aimant peut avoir une section beaucoup plus petite, mais il demande en revanche une plus grande précision dans la construction et le montage. La théorie de ces machines est assez compliquée, mais on a trouvé dans l'algèbre des matrices un instrument mathématique très adéquat à ces problèmes.

Il n'existe jusqu'ici qu'un synchrotron à focalisation intense (à la Cornell University, Ithaca); il est à présent presque achevé et donne déjà des résultats très encourageants.

Pour conclure, on peut remarquer que la théorie

des machines accélératrices, bien que dirigée vers un but tout pratique, n'est cependant pas dépourvue d'intérêt intrinsèque. En effet, même dans ce domaine où tout est régi par des lois parfaitement connues, il a été possible de faire des découvertes inattendues, comme celle de la stabilité de phase et celle de la focalisation intense. Ce sont ces découvertes qui ont permis d'atteindre les énergies de plusieurs BeV, que l'on obtient aujourd'hui, et qui peut-être permettront de les dépasser largement dans un proche avenir.

4. — Les phénomènes magnétooptiques dans le domaine hertzien;

par M. A. Kastler,
École Normale Supérieure, Paris.

En Optique, les phénomènes magnétooptiques — à l'exception de la biréfringence magnétique d'orientation moléculaire — sont liés à l'effet Zeeman et s'interprètent grâce à la relation générale qui existe entre l'absorption et la dispersion. A l'effet Zeeman longitudinal est liée la polarisation rotatoire magnétique ou effet Faraday, à l'effet Zeeman transversal est liée la biréfringence magnétique ou effet Voigt. A l'effet Zeeman du domaine optique correspond dans le domaine hertzien le phénomène de résonance paramagnétique, effet d'absorption sélectif en ce qui concerne la fréquence et l'état de polarisation de l'onde électromagnétique. A cette absorption se trouve liée une dispersion qui se manifeste comme polarisation rotatoire magnétique dans la propagation parallèle au champ magnétique H et qui se manifeste comme biréfringence magnétique dans la propagation perpendiculaire au champ magnétique. Ces effets restent faibles dans le cas des substances paramagnétiques, ils deviennent importants dans le cas de substances ferromagnétiques, notamment dans les ferrites. Ils donnent lieu à des applications utiles pour la technique des hyperfréquences, et permettent en particulier la réalisation de dispositifs non réciproques pour la propagation des ondes centimétriques.

Réunions communes
avec la Société des Radioélectriciens.

SÉANCES DU 12 OCTOBRE 1953.

1. — Les semi-conducteurs;

par M. E. W. Hérold,
Laboratoires R. C. A., Princeton.

2. — La luminescence des solides;

par M. H. W. Leverenz,
Laboratoires R. C. A., Princeton.

3. — La photoconductibilité;

par M. A. Rose,
Laboratoires R. C. A., Princeton.

4. — Tubes de prise de vue, tubes à mémoire et tubes récepteurs;

par M. R. B. Janes,
Département tubes R. C. A. Victor.

SÉANCES DES 3 AVRIL ET 22 MAI 1954.

1. — L'œil et le spectacle de télévision;

par M. G. A. Boutry,
Professeur au Conservatoire National des Arts et Métiers.

Cet exposé a eu pour but de décrire les réactions d'un observateur devant un spectacle de télévision, réactions qui ne peuvent pas toujours être établies à partir des connaissances actuelles d'optique physiologique, car les conditions tout à fait spéciales de formation des images — notamment des images en couleurs — sont souvent très différentes de celles qui sont adoptées dans les études sur la vision.

Pour qu'un spectacle de télévision puisse être considéré subjectivement par un observateur comme la reproduction d'un spectacle réel, il faut que l'image observée ne contienne pas d'éléments perceptibles manifestement étrangers au spectacle présenté (pollution), que tous les détails que l'observateur percevrait dans un spectacle naturel soient effectivement séparés et, enfin, que la reproduction des mouvements soit correcte et ne produise pas de papillotage gênant. On étudie ces trois points après avoir défini les luminances maximales en synthèse trichrome.

Une image monochrome peut être polluée par le « bruit de fond » ou des images parasites (« diaphotie »); on indique les taux de pollution discernable et admissible. La pollution d'une image en couleurs se traduit par des virages colorés dont on calcule les valeurs discernables à partir des travaux de McAdam; des expériences de vérification confirment les conclusions énoncées. Une étude de la limite de résolution colorée montre que le contraste de couleurs (que l'on définit) a une influence analogue à celle du contraste de luminances, que les limites de résolution pour les primaires rouge et verte, aux luminances maximales, sont du même ordre de grandeur, tandis que le bleu est beaucoup plus mal résolu. Le comportement particulier du bleu s'explique par la faible valeur de sa luminance maximale, ainsi que par la myopie de l'œil pour cette couleur. L'étude du papillotage confirme et généralise les résultats connus en télévision monochrome; elle montre également les propriétés particulières du bleu dont la probabilité de non papillotage est toujours supérieure à celle des autres teintes.

Les conclusions pratiques que l'on peut tirer de ces résultats sont dégagées dans un autre exposé.

2. — Recherche des règles permettant l'exploitation économique et rationnelle des « standards » de télévision actuels;

par M. P. Billard,
Ingénieur de l'Institut d'Optique.

Après avoir défini les divers types de comptabilité pour un perfectionnement en télévision, on s'attache principalement à étudier les perfectionnements compatibles pour les classes des procédés permettant de transmettre un double programme : ces procédés peuvent s'appliquer à la transmission de deux spectacles monochromes, d'un spectacle stéréoscopique ou d'un spectacle en couleurs.

Des propriétés de l'œil devant un spectacle de télévision — concernant la pollution tolérable, la limite de résolution, le papillotage — on peut tirer des règles applicables à tous les perfectionnements en télévision et en particulier à la classe des systèmes à double programme. Ces règles concernent la puissance requise, le taux de diaphotie tolérable, la « définition », la largeur de bande et les fréquences admissibles. Un panorama des solutions déjà proposées ou imaginables est présenté : artifice des mixed-highs, séquences de cadres, entrelacement de lignes ou de points. Les avantages et les défauts de chaque solution sont indiqués et un choix parmi ces solutions est suggéré.

3. — Un procédé pour la transmission simultanée de deux programmes ou d'un spectacle en couleurs;

par M. L. Le Blan,
Ancien Élève de l'École Normale Supérieure.

L'exposé débute par un rappel succinct du mode de transmission de deux informations au moyen d'un multiplex à impulsions modulées en amplitude, étendu au cas où la bande de chaque information couvre la bande totale offerte à la transmission. On obtient ainsi à la station réceptrice une reproduction séquentielle des informations, qui peut être employée en télévision pour la transmission de deux images reproduites par « séquences de points ».

La suite de l'exposé traite de l'application directe au doublement de la capacité d'une liaison vidéo par faisceau hertzien.

Enfin, le signal de multiplex servant d'agent de transmission peut être traité, à la réception, d'une manière simple conduisant à la séparation des informations par l'emploi de diodes. La simplicité du procédé conduit, si l'on ne prend pas de précautions, à certains défauts et l'on présente une méthode générale susceptible d'y remédier.

SECTION D'OPTIQUE.

SÉANCE DU 7 MAI 1954.

(*) 1. — Microinterféromètre différentiel à ondes polarisées;

par M. G. Nomarski,
Maître de Recherches
au Centre National de la Recherche Scientifique.

Avant de présenter notre appareil, nous allons démontrer que celui-ci peut être considéré comme dérivé d'un interféromètre à deux ondes du type classique que nous appellerons, pour le distinguer, *interféromètre normal*.

1. Interférométrie normale. — On sait qu'en interférométrie admise comme classique, la forme d'une onde-objet est déterminée par interférence de cette onde avec une onde de référence plane. Les intensités du motif interférentiel observé sont proportionnelles au carré du module de la somme des amplitudes complexes exprimant les états vibratoires de ces ondes. Dans le cas particulier de deux ondes, on a [1]

$$I(x) = |\operatorname{cis} k\, l(x) \pm \operatorname{cis} k(\gamma x + l_0)|^2 = 4 \frac{\cos^2}{\sin^2} \frac{1}{2} k[l(x) - (\gamma x + l_0)]. \quad (1)$$

Dans cette formule, $l(x)$ est le *profil normal* de l'onde étudiée tandis que l_0 et γ fixent le décalage en profondeur et l'inclinaison de l'onde de référence.

Si, pour une différence nulle des chemins optiques, les phases sont en concordance, on dit que les interférences sont du type additif ou à centre blanc (loi en $\cos^2$) et, si ces phases sont opposées, les interférences sont du type soustractif ou à centre noir (loi en $\sin^2$).

L'interféromètre à réflexions multiples est aussi un *interféromètre normal* (dans le cas où l'objet optique étudié agit sur l'interstice qui sépare les deux surfaces).

2. Interférométrie différentielle. — L'obtention d'une onde de référence plane ou, dans certains cas, ayant une forme servant d'étalon, est seulement possible par une séparation complète des faisceaux interférents. Cette condition entraîne les difficultés de réglage que l'on sait.

Si, au contraire, les ondes subissent toutes les deux l'influence de l'objet, il n'y a plus d'onde de référence à proprement parler. Une onde caractérisée par le profil $l(x)$ interfère avec une autre $l(\bar{x})$ identique, mais dont les coordonnées sont changées.

Les deux cas les plus importants sont :

A. *Interféromètre à faisceaux inverses ou à ondes antiparallèles* [1], [2], [3]. — On a alors $\bar{x} = -x$.

B. *Interféromètre à ondes latéralement décalées :* $\bar{x} = x + a$, où a est petit par rapport au champ-objet.

[1] $\operatorname{cis} a = \cos a + \mathrm{i} \sin a$; $k = 2\pi/\lambda$; λ est la longueur d'onde.

Ici, le motif interférentiel est donné par

$$I_1(x) = |\operatorname{cis} k\, l(x) - \operatorname{cis} k[l(x+a) + \gamma x + l_0]|^2$$
$$= 4 \sin^2 \frac{1}{2} k \{ l(x) - [l(x+a) + \gamma x + l_0] \}, \quad (2)$$

où γ et l_0 représentent l'inclinaison et la distance de la deuxième onde-objet.

On peut être tenté de rechercher un objet fictif $\bar{l}(x)$ qui, étudié à l'aide d'un interféromètre normal à deux ondes, donnerait l'image identique à $I_1(x)$.

En comparant les formules (1) et (2), on trouve immédiatement

$$\bar{l}(x) = l(x) - l(x+a).$$

Donc, le motif observé $I_1(x)$ peut être indifféremment considéré comme résultant, soit de l'interférence des deux ondes-objets dont les profils sont donnés par $l(x)$ et $l(x+a) + \gamma x + l_0$, soit de l'interférence d'une onde différentielle dont le profil est

$$\bar{l}(x) = a \frac{\Delta}{\Delta x} l(x).$$

avec une onde de référence plane de profil linéaire $\gamma x + l_0$.

L'image $I_1(x)$ peut donc s'écrire

$$I_1(x) = 4 \sin^2 \frac{1}{2} k \left[a \frac{\Delta}{\Delta x} l(x) - (\gamma x + l_0) \right]. \quad (3)$$

L'utilisation du profil différentiel $\bar{l}(x)$ facilite l'interprétation des motifs interférentiels, c'est-à-dire la recherche, à partir de l'image $I_1(x)$ seule accessible à l'expérience, du profil réel de l'onde-objet $l(x)$.

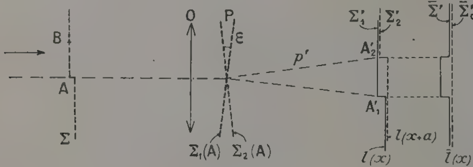


Fig. 1.

La figure 1 représente le schéma général de l'interféromètre différentiel à deux ondes (type B).

Un objet optique éclairé en lumière cohérente donne une onde-objet Σ dont le profil $l(x)$ est un gradin simple dans le cas de la figure.

On place quelque part entre l'objet et l'image réelle un interféromètre à deux ondes capable de fournir un système de franges parallèles localisé dans la pupille d'un objectif O. Σ_1 (A) et Σ_2 (A) seraient les deux ondes obtenues dans cet interféromètre si celui-ci était éclairé par le point A de la surface-objet. On remarque d'ailleurs que ce système de franges pupillaires ne change pas quand la source se déplace jusqu'à un point B quelconque, ceci provoquant seulement une rotation des deux ondes pupillaires Σ_1 et Σ_2 d'un certain angle, ce qui ne modifie ni la localisation des franges, ni leurs espacements.

Dans ces conditions, on obtient dans le plan de l'image, deux ondes Σ'_1 et Σ'_2 à gradin, décalées d'une quantité $a' = \varepsilon p'$, où ε est l'angle (petit en général) que forment entre elles les deux ondes de l'interféromètre et p' la distance entre le plan de localisation des franges pupillaires et l'image.

Si ce plan de localisation coïncide exactement avec la pupille de l'objectif O (O peut représenter aussi l'œil de l'observateur), on observe des interférences à teinte plate. Si, au contraire, ce plan est séparé de la pupille par une distance b ($b \ll p'$), l'image est sillonnée de franges d'intervalle $i = (\lambda/\varepsilon)(p'/b)$, d'où l'inclinaison de l'onde $\bar{\Sigma}'_0$ de référence (fictive)

$$\gamma' = \varepsilon \frac{b}{p'}. \quad (4)$$

C. *Réalisation de l'interféromètre différentiel* (à ondes décalées). — Tout *interféromètre normal* peut être transformé en interféromètre différentiel. Prenons l'exemple du dispositif de Michelson. Soit alors O l'objectif de son collimateur (*fig.* 1), la fente-source étant placée en A. L'interféromètre proprement dit est composé des deux miroirs latéraux et de la séparatrice. On fait coïncider l'un des miroirs avec Σ_1 (A) et l'on incline l'autre de l'angle $\varepsilon/2$ de façon que son image dans la séparatrice prenne la place de Σ_2 (A).

Il est évident que l'ensemble, composé de l'objectif O et de l'interféromètre, donnera deux images A'_1 et A'_2 de la source A et il suffira d'y placer l'œil (dont la pupille couvre A'_1 et A'_2) pour observer le système de franges de Michelson localisé dans la pupille de O.

Afin d'utiliser ce dispositif comme *interféromètre différentiel*, on placera l'objet optique dans le plan de l'objet en A. Ce plan reçoit un éclairage cohérent d'une source à l'infini dont l'image réelle se formera sur l'intersection des ondes Σ_1 (A) et Σ_2 (A) ou sur la frange achromatique du système d'interférence pupillaire. Dans le plan conjugué du plan objet par rapport à O, on obtiendra les deux ondes images semblables à l'onde-objet (de même relief) décalées de $A'_1A'_2 = a' = ga$ (g est le grandissement de O).

Il n'est pas obligatoire de placer matériellement un interféromètre dans la pupille P de O. On peut aussi utiliser un interféromètre placé soit dans l'espace de l'objet, soit dans celui de l'image et produisant directement un dédoublement par décalage latéral et sans inclinaison des deux ondes-objets.

Toutefois, le schéma de la figure 1 reste valable. Les franges à l'infini que produit l'interféromètre dans ce dernier cas sont localisées dans le plan focal F' de O où l'on retrouve comme précédemment les deux ondes Σ_1 (A) et Σ_2 (A) formant entre elles un petit angle. Un interféromètre différentiel de ce dernier type a été réalisé par Danjon [4] à l'aide du dispositif de Mach et a trouvé de belles applications [5].

D. *Utilisation des interférences en lumière polarisée.* — Le phénomène de double réfraction permet l'obtention d'une petite séparation des faisceaux d'une manière très rationnelle.

Le « réfractomètre différentiel » de Jamin [6] a servi de base à Lebedeff qui, le premier, a réalisé un micro-interféromètre différentiel à polarisation [7].

Récemment, Françon [8] a simplifié et en même temps perfectionné le vieux dispositif de Jamin. Une série de travaux montre les possibilités extrêmement

riches de son appareil [9]. Employant un ensemble compensé — le polariscope de Savart placé dans l'espace image — il a rendu possible l'utilisation de la méthode pour n'importe quel grossissement.

On note que ces appareils, utilisant tous des lames cristallines planes et parallèles, fonctionnent d'une façon analogue à celle de l'interféromètre de Mach utilisé par Danjon, produisant directement le dédoublement des deux ondes-objets ou ondes-images (étant placés matériellement dans l'espace objet ou image).

3. Microinterféromètre différentiel à deux ondes polarisées. Dispositifs proposés. — A. *Position du problème.* — Recherchant une solution au problème de l'interférométrie en microscopie, nous voulions satisfaire à certaines conditions liées à l'utilisation rationnelle du microscope; elles peuvent être ainsi résumées :

1° L'adaptation d'un microscope à l'examen par interférences doit s'opérer avec un minimum de modifications quant à l'équipement normal de cet instrument, aussi bien dans le cas de l'étude de corps transparents que dans celui des surfaces réfléchissantes.

La condition la plus importante est évidemment la possibilité d'emploi des objectifs normaux sans limitation en puissance et en ouverture numérique. Cette condition fait écarter le dispositif Lebedeff utilisant, on s'en souvient, une lame cristalline placée entre la préparation microscopique et l'objectif.

2° L'interféromètre doit pouvoir s'approcher s'il le faut, du point de vue de son fonctionnement, d'un interféromètre normal.

On atteint ce but en donnant à l'angle ε de division des faisceaux une valeur assez importante pour que le décalage a' des deux images soit très grand par rapport à la limite de résolution δ du microscope.

Aucun des dispositifs à lames cristallines planes et parallèles ne peut satisfaire à cette exigence [10] du fait de l'astigmatisme qui augmente avec l'épaisseur de ces lames et devient intolérable dès que le dédoublement spécifique a/δ dépasse quelques unités.

3° Il est intéressant de pouvoir conserver une ouverture large du faisceau d'éclairage, surtout en métallographie, ce qui veut dire que l'*interféromètre différentiel* doit pouvoir fonctionner sans collimateur, en lumière incohérente.

La condition est réalisable en procédant à une compensation par rapport à l'inclinaison des rayons d'éclairage, compensation qui nécessite en général l'utilisation d'un deuxième *interféromètre normal* placé entre la source et l'espace-objet et dont le système propre de franges se forme dans la pupille du condenseur, d'où il est véhiculé à la pupille de l'objectif.

Ayant en vue les considérations ci-dessus, nous avons été amené à proposer un montage nouveau [11] répondant au mieux aux caractéristiques désirées.

Nous allons donner maintenant une brève description des deux variantes appliquées à deux modes d'observation.

B. *Interféromètre différentiel pour étude au microscope des objets transparents.* — Le dispositif travaillant en lumière cohérente est représenté par le schéma de la figure 2.

S est une fente-source placée à une distance grande relativement à la longueur focale de l'objectif O. Cet objectif, associé à un prisme Q en cristal uniaxe à double déviation, du type Wollaston par exemple, donne de l'objet A deux images A'_1 et A'_2 identiques et légèrement décalées de $a' = fg\varepsilon$, où g est le grandissement de O et f sa longueur focale.

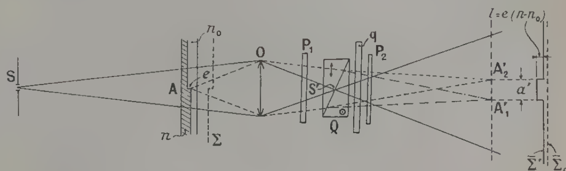


Fig. 2. — *Erratum :* au lieu de $\bar{\Sigma}_0$, lire $\bar{\Sigma}'_0$.

Les deux polariseurs P_1 et P_2 orientés respectivement à 45 et 135° de l'un des axes de Q font jouer au prisme Q le rôle de l'interféromètre produisant les deux ondes dont la séparation angulaire est

$$\varepsilon = 2(n_e - n_0)\,\mathrm{tg}\,\alpha,$$

où α est l'angle du prisme Q. Donc le dispositif est conforme au schéma général de la figure 1. Il est analogue à l'interféromètre de Michelson (avec une séparatrice à 45°) dont les miroirs forment un angle égal à $90° + (\varepsilon/2)$.

Aux deux images géométriques A'_1 et A'_2 correspondent deux ondes Σ'_1 et Σ'_2 cohérentes susceptibles d'interférer avec une différence de marche Δ_0 qui dépend de la position de S', image de S, dans le plan des « franges pupillaires ».

Les ondes Σ'_1 et Σ'_2 sont amenées au contact en projetant S' sur la frange centrale ou d'ordre zéro (noire en polariseurs croisés).

Les interférences dans le plan de l'image sont alors visibles en lumière blanche.

Ces franges peuvent être considérées, d'après la théorie faite au début, comme provenant de l'interférence d'une onde différentielle Σ avec une onde plane $\bar{\Sigma}_0$ de référence.

La meilleure précision des mesures a été obtenue en « teintes plates » et à l'aide d'un compensateur en quartz q. On amène successivement le noir interférentiel dans une zone de dédoublement qui accompagne une discontinuité et ensuite dans le champ extérieur à cette zone.

La mesure consiste alors en une égalisation d'une différence de marche « *absolue* » (due à l'épaisseur e de l'objet et à la différence entre son indice n et celui n_0 du milieu) et de la différence de marche « relative » introduite par une variation d'épaisseur du compensateur égale à e_q.

On a

$$e(n - n_0) = e_q(n_e - n_0) \simeq 0{,}01\, e_q.$$

Dans le cas où l'on voudrait connaître e et n de l'objet, il suffirait de faire une deuxième mesure en changeant le milieu d'immersion en n'_0 [12]

$$e(n - n'_0) = e'_q(n_e - n_0).$$

Si l'objet est biréfringent, l'indice mesuré n est un

indice extraordinaire n_φ déterminé par l'orientation de l'ellipsoïde des indices de l'objet par rapport à P_1.

C. *Interféromètre différentiel autocompensé pour microscopie des surfaces.* — La figure 3 représente schématiquement le dispositif pour interférométrie en lumière réfléchie. Il ne se distingue d'un microscope métallographique ordinaire que par la présence du prisme Q au foyer arrière de l'objectif.

Il est évident qu'en projetant l'image d'une fente (par l'intermédiaire de la glace G) sur la pupille de O, on retrouve une variante « repliée » du dernier dispositif.

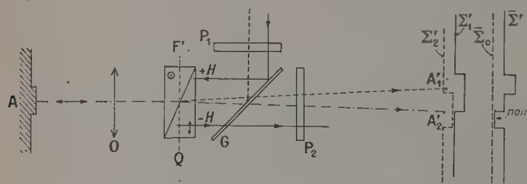


Fig. 3. — *Erratum :* au lieu de $\overline{\Sigma}_0$, lire $\overline{\Sigma}'_0$.

Cependant, on peut éviter ici toute collimation du faisceau d'éclairage, ce qui permettra l'utilisation d'une source large projetée sur toute l'ouverture utile du prisme Q.

Cette importante propriété est due à l'autocollimation : une image réelle et renversée du prisme Q se forme, par réflexion sur l'objet, sur ce prisme même. Il en résulte une compensation exacte du chemin optique d'un rayon traversant le prisme Q à une distance $+ H$ quelconque du centre grâce au retour de ce rayon qui traverse alors Q à une distance $- H$.

On remarque qu'en dépliant le système (par rapport à A), on retrouve en Q (lors du passage des rayons d'éclairage) ce deuxième *interféromètre normal* dont nous avons parlé plus haut comme nécessaire pour obtenir une « compensation pupillaire ».

Les réglages de cet appareil étant très simples, il a été possible d'utiliser des prismes à forte déviation ε.

Prenons, par exemple, $\alpha = 45°$; on a

$$\varepsilon = 2(n_e - n_0)\,\text{tg}\,\alpha = 0{,}02.$$

D'autre part, le dédoublement spécifique est

$$\frac{a}{\delta} = \varepsilon\frac{d}{\lambda},$$

où $d = 2f \sin u$ est le diamètre de la pupille de sortie de l'objectif.

Le diamètre d est compris pour tous les objectifs de microscope entre 5 et 10 mm.

La valeur du dédoublement spécifique a/δ réalisé par un prisme en quartz d'angle 45° varie donc entre 200 et 400.

4. Sur quelques formes spéciales du biprisme en vue d'applications pratiques. — A. *Prisme à localisation extérieure des franges.* — Afin d'obtenir des interférences en teintes plates, il est nécessaire de faire coïncider le plan de localisation des franges du prisme Q avec le plan focal F' de O (*fig.* 3). Or, ce plan de localisation est le plan médian du prisme de Wollaston. Comme le plan focal n'est pas accessible dans les objectifs de microscope (sauf systèmes faibles), il y a lieu de modifier ce prisme pour « sortir » les franges pupillaires de son intérieur. La figure 4 montre deux possibilités de focalisation des franges d'interférence en lumière polarisée à une distance finie fixe *a priori*.

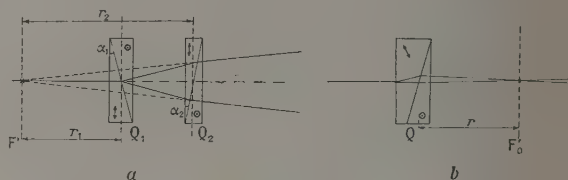


Fig. 4.

Le prisme Q peut d'abord être remplacé par un ensemble des deux prismes Q_1 et Q_2 (*fig.* 4 *a*). Pour localiser les franges à une distance r_1 de Q_1, il suffit de satisfaire à la relation

$$r_1\alpha_1 + r_2\alpha_2 = 0.$$

Il sera donc possible de rendre l'image « équiphase » pour une distance $F'Q_1 = r_1$ quelconque du prisme, ceci à l'aide d'un deuxième prisme Q_2 dont l'angle α_2 dépend de la position r_2 de ce prisme. Remarquons en passant que le cas $\alpha_1 = -\alpha_2$ permet la construction d'un interféromètre sans lentilles du tout.

Un autre moyen consiste à former le biprisme Q (*fig.* 4 *b*) par l'association d'un prisme à axe incliné (par exemple à 45°) avec un autre à axe parallèle à son arête. La distance r est proportionnelle à l'angle α et à l'épaisseur du prisme à axe incliné.

B. *Prismes permettant une variation continue de la séparation angulaire* ε. — Il peut être intéressant de faire varier le dédoublement a de l'interféromètre au cours d'une étude. Il s'agit de concevoir un dispositif équivalent à un prisme d'angle variable.

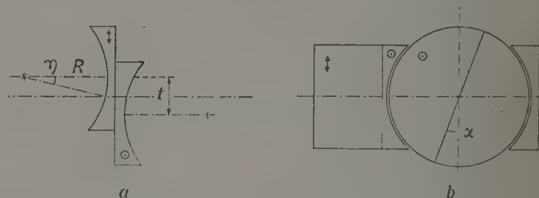


Fig. 5.

La figure 5 montre deux montages possibles.

Deux lentilles en quartz (*fig.* 5 *a*) de rayon R et excentrées de t, sont équivalentes à un biprisme d'angle $\alpha = \eta = t/R$ (pratiquement, on utilise des doublets en quartz d'axes croisés, ce qui donne $\eta = 2\alpha$).

On peut aussi utiliser une sphère (*fig.* 5 *b*) dont une moitié est en quartz (et l'autre en verre) et qui peut tourner autour d'un axe parallèle à son axe cristallographique.

En complétant le tout de façon à former une lame plane et parallèle compensée au centre, on obtient un prisme, d'angle variable dans de très larges limites, rigoureusement équivalent à un prisme de Wollaston d'angle $\alpha/2$.

L'interféromètre a déjà été appliqué à une série d'études touchant la cristallographie [13], la métallographie [14], la métrologie, les couches minces, etc.

Les prototypes ont été réalisés à l'Institut d'Optique en collaboration avec les « Microscopes Nachet » et les Établissements B. B. T. qui doivent en assurer la construction en série.

[1] Sagnac G. — Strioscope et striographe interférentiels. *Le Radium*, 1911, p. 241.
[2] Philpot J. St. L. — Le contraste de phase et le contraste par interférences, éd. *Rev. Opt.*, 1952, p. 42.
[3] Nomarski G. — Brevet français nº 1.057.486, mai 1952.
[4] Danjon A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1926, **183**, 1032.
[5] Tremblot R. — Application des méthodes interférentielles à l'étude de l'écoulement des gaz aux grandes vitesses. *Thèse*, Paris, 1932.
[6] Jamin J. — Sur un réfracteur différentiel pour la lumière polarisée. *C. R. Acad. Sc.*, 1868, **67**, 814.
[7] Lebedeff A. A. — L'interféromètre à polarisation et ses applications. *Rev. Opt.*, 1930, **9**, 385.
[8] Françon M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 1176.
[9] Françon M. — *Rev. Opt.*, 1953, **32**, 349.
Françon M. et Mme Jordery M. — *Rev. Opt.*, 1953, **32**, 601.
[10] Françon M. — *Rev. Opt.*, 1952, **31**, 65.
[11] Nomarski G. — Brevet français nº 1.059.123 du 14 mai 1952.
[12] Bordet P. — *Bull. Soc. fr. Minér. Cristall.*, 1953, **76**, 415.
[13] Nomarski G. et Mme Weill A. R. — *Bull. Soc. fr. Minér. Cristall.*, 1954, **77**, 840.
[14] Nomarski G. et Mme Weill A. R. — Application à la métallographie des méthodes interférentielles à deux ondes polarisées. *Rev. Métallurgie* (sous presse).

(*) 2. — Influence de l'éclairage semi-cohérent sur la limite de séparation. Cas d'une source annulaire ;

par M. G. Nomarski
et Mme M. Rousseau-Gaudeix.

1. *Introduction.* — L'éclairage d'un microscope peut être caractérisé par le rapport $p = \sin u_0 / \sin u$ des deux ouvertures numériques, $\sin u_0$ étant celle du condenseur et $\sin u$ celle de l'objectif.

Quand ce rapport est voisin de 0, le condenseur devient un collimateur et l'éclairage est cohérent.

En faisant croître le rapport p, l'image tend à être cohérente sans d'ailleurs le devenir parfaitement. C'est donc l'image qui sert de critère d'incohérence. Si l'image d'un objet éclairé est identique à l'image de cet objet supposé lui-même lumineux (encore faut-il préciser comment cet objet rayonne [1]), son éclairage est parfaitement incohérent.

Pour un objet étendu, il n'est pas possible de réaliser cette condition, qui est liée à l'irréversibilité de la formation des images optiques, propriété à laquelle on ne saurait pas soustraire le système optique du condenseur (son ouverture ne dépasse pas $\sin u_0 = 1$).

On a donc en général affaire à un état intermédiaire entre la cohérence et l'incohérence.

Le fait est bien connu depuis le début de ce siècle mais la recherche d'une théorie des images, tenant compte de la variation du rapport p, n'a été tentée que récemment.

F. Zernike a d'abord introduit la notion de degré de cohérence [2] lié à la grandeur apparente de la source.

H. H. Hopkins [3] [4] a proposé ensuite de mesurer le degré de cohérence par le facteur de cohérence partielle. Son travail porte sur le calcul rigoureux de la limite de séparation des images de deux trous submicroscopiques (percés dans un écran opaque) en fonction du rapport $\sin u_0 / \sin u$.

A. Arnulf [5] et ses élèves ont vérifié expérimentalement les résultats théoriques de Zernike et de Hopkins. Les mesures effectuées pour de très petites pupilles se trouvent en bon accord avec le calcul.

Enfin, Blanc-Lapierre [6] a tout récemment contribué à la généralisation de la théorie des images semi-cohérentes en dégageant quelques-unes de leurs propriétés générales. Les résultats de son calcul trouvent d'ailleurs des applications en dehors même de l'optique et s'étendent aux problèmes de télécommunications.

Dans le présent travail, nous allons montrer quel parti intéressant on peut tirer de l'emploi en microscopie d'un éclairage semi-cohérent d'un type particulier où la pupille du condenseur est un anneau étroit, la pupille de l'objectif restant circulaire et pleine.

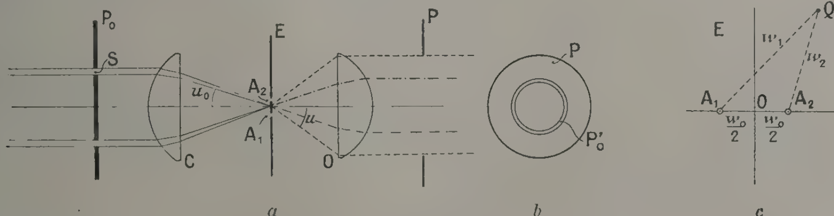


Fig. 1.

Ce type d'éclairage est systématiquement appliqué en ultramicroscopie ou en microscopie à « fond noir » ($\sin u_0 > \sin u$). On l'utilise aussi en microscopie à contraste de phase.

MM. Françon et Saez [7] ont signalé une légère amélioration de la résolution du microscope à lame de phase annulaire.

M. Stach [8] a proposé ce même mode d'éclairage pour éviter les reflets parasites lors de l'examen des charbons en lumière incidente. Il a aussi entrevu l'amélioration de la résolution, sans toutefois donner une explication valable.

2. *Hypothèses expérimentales. Approximations des*

calculs. — La figure 1 *a* représente le schéma très simplifié d'un microscope composé essentiellement d'un condenseur C d'ouverture sin u_0 et d'un objectif O d'ouverture sin u = sin u_0. P_0 et P en sont les pupilles respectives. On a représenté à droite (*fig.* 1 *b*) le plan de la pupille P de sortie de l'objectif et l'image P'_0 de la pupille P_0 d'entrée du condenseur.

En ce qui concerne le mode d'éclairage, on peut supposer indifféremment : *a.* que le condenseur projette sur E une image réelle d'une source éloignée (éclairage dit critique), ou *b.* que l'image de cette source est projetée à l'aide d'un condenseur de microscope, sur le plan de la pupille P_0 (éclairage de Köhler), ou encore *c.* que la source se trouve matériellement dans le plan P_0 (diaphragmé par son ouverture utile).

Pour mener le calcul de diffraction, on utilise, en première approximation, la fiction des ondes scalaires; il faut donc supposer l'ouverture u suffisamment faible.

Considérons tout d'abord un objet identique à celui de Hopkins. L'écran opaque E comporte deux ouvertures [1] A_1 et A_2 (*fig.* 1 *c*) séparées par une distance c. Nous donnerons l'expression de l'intensité I en un point image quelconque (conjugué du point Q fixé par ses distances c_1 et c_2 aux points A_1 et A_2) dans les quatre cas suivants :

Éclairage cohérent à incidence normale [form. (1)];
Éclairage incohérent [form. (2)];
Éclairage semi-cohérent avec pupille P_0 circulaire [form. (3)];
Éclairage semi-cohérent avec pupille P_0 annulaire [form. (4)].

Dans ce dernier cas, nous supposons que la largeur de l'anneau est négligeable devant son diamètre; la définition du rapport $p = \sin u_0/\sin u$ reste la même que dans le cas (3). Les distances sont mesurées en unités optiques.

$$I_Q = \left\{\frac{2\mathbf{J}_1(w_1)}{w_1}\right\}^2 + \left\{\frac{2\mathbf{J}_1(w_2)}{w_2}\right\}^2 + 2\,\frac{2\mathbf{J}_1(w_1)}{w_1}\,\frac{2\mathbf{J}_1(w_2)}{w_2}, \quad (1)$$

$$I_Q = \left\{\frac{2\mathbf{J}_1(w_1)}{w_1}\right\}^2 + \left\{\frac{2\mathbf{J}_1(w_2)}{w_2}\right\}^2, \quad (2)$$

$$I_Q = \left\{\frac{2\mathbf{J}_1(w_1)}{w_1}\right\}^2 + \left\{\frac{2\mathbf{J}_1(w_2)}{w_2}\right\}^2 + 2\,\frac{2\mathbf{J}_1(w_1)}{w_1}\,\frac{2\mathbf{J}_1(w_2)}{w_2}\,\frac{2\mathbf{J}_1(pw_0)}{pw_0}, \quad (3)$$

$$I_Q = \left\{\frac{2\mathbf{J}_1(w_1)}{w_1}\right\}^2 + \left\{\frac{2\mathbf{J}_1(w_2)}{w_2}\right\}^2 + 2\,\frac{2\mathbf{J}_1(w_1)}{w_1}\,\frac{2\mathbf{J}_1(w_2)}{w_2}\,\mathbf{J}_0(pw_0). \quad (4)$$

Ces expressions peuvent s'écrire

$$I_Q = \left\{\frac{2\mathbf{J}_1(w_1)}{w_1}\right\}^2 + \left\{\frac{2\mathbf{J}_1(w_2)}{w_2}\right\}^2 + 2K\,\frac{2\mathbf{J}_1(w_1)}{w_1}\,\frac{2\mathbf{J}_1(w_2)}{w_2},$$

où K représente le facteur de cohérence partielle, variable en fonction de p et de w en éclairage semi-cohérent. Il est égal à 1 en éclairage cohérent, et à 0 en éclairage incohérent.

[1] très petites devant la tache de diffraction de l'objectif.

Examinant la forme de K dans (3) et (4), on remarque aussi que les formules peuvent être représentées par l'équation opérationnelle suivante

$$I_Q = |\mathbf{T}(w_1)|^2 + |\mathbf{T}(w_2)|^2 + 2\,\mathbf{T}_0(w_0)\,\mathbf{T}(w_1)\,\mathbf{T}(w_2),$$

où $\mathbf{T}$ et $\mathbf{T}_0$ expriment les transformées de Fourier des pupilles de l'objectif et du condenseur.

La formule (3) calculée par H. H. Hopkins montre que le facteur $K = 2\mathbf{J}_1(pw_0)/pw_0$ s'annule pour la première fois, quand $p = 1$ ($\sin u_0 = \sin u$), lorsque la distance A_1A_2 est égale au rayon de la tache d'Airy [2] $r = 1{,}22\,\lambda/2\sin u$.

Dans ce cas particulier, la formule (3) devient identique à (2). Tout s'est passé comme si les trous A_1 et A_2 étaient lumineux par eux-mêmes. On sait que les images A_1 et A_2 sont séparées ici avec un contraste C égal à 26,4 pour 100. En prenant cette valeur comme juste suffisante, Hopkins a tracé la courbe des limites de séparation en fonction du rapport p.

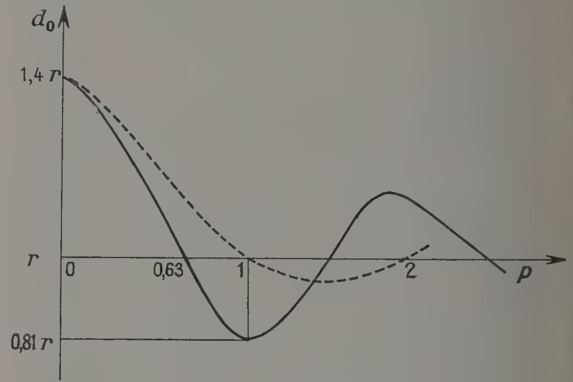


Fig. 2. — $d_0 = f(p)$; C = 26,4 pour 100.

La figure 2 permet de comparer la courbe de Hopkins (en pointillé) à la courbe (en trait plein) obtenue en éclairage annulaire (pour le même seuil de contraste).

Il résulte de ce graphique une nette supériorité de l'éclairage annulaire :

1° On atteint une séparation « incohérente » pour une valeur faible de p; on a

$$c = d_0 = r \qquad \text{pour} \quad \sin u_0 = 0{,}63 \sin u.$$

2° On abaisse sensiblement la limite de résolution [3] en utilisant $\sin u_0 = \sin u$,

$$d_{\min} = 0{,}81\, r.$$

[2]
$$\frac{\mathbf{J}_1(pw_0)}{pw_0} = 0 \qquad \text{pour} \quad pw_0 = 3{,}8,$$

d'où, pour $p = 1$,

$$c = 3{,}8, \qquad \frac{2\pi}{\lambda}\sin u = \frac{1{,}22\lambda}{2\sin u} = r.$$

[3] Il existe aussi un minimum inférieur à r dans le cas de l'éclairage circulaire. Calculé par Hopkins, il vaut $c = d_{\min} = 0{,}95\, r$ mais, pour l'atteindre, il faut ouvrir le condenseur à $\sin u_0 = 1{,}4 \sin u$, condition rarement réalisable.

Pratiquement donc, l'utilisation d'un condenseur à pupille annulaire permettra d'améliorer en microscopie la séparation des objets ponctuels, ceci pour des ouvertures relatives $\sin u_0/\sin u$ du condenseur, comprises entre 0,63 et 1.

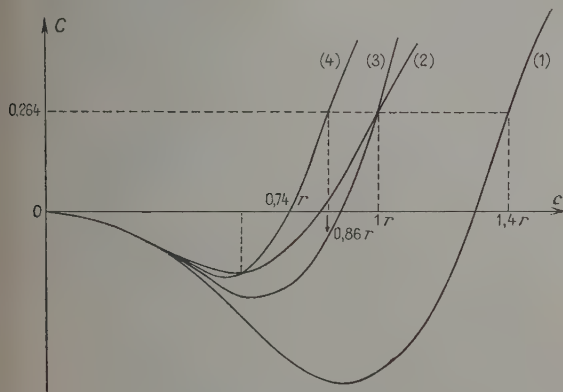


Fig. 3. — $C = f(c)$.

La figure 3 représente le contraste de séparation C en fonction de la distance $c = A_1A_2$. La courbe 1 correspond à l'éclairage cohérent, la courbe 2 correspond à l'éclairage incohérent, la courbe 3 correspond à l'éclairage semi-cohérent avec une pupille circulaire de condenseur $p = 1$ et la courbe 4 correspond à l'éclairage annulaire $p = 1$.

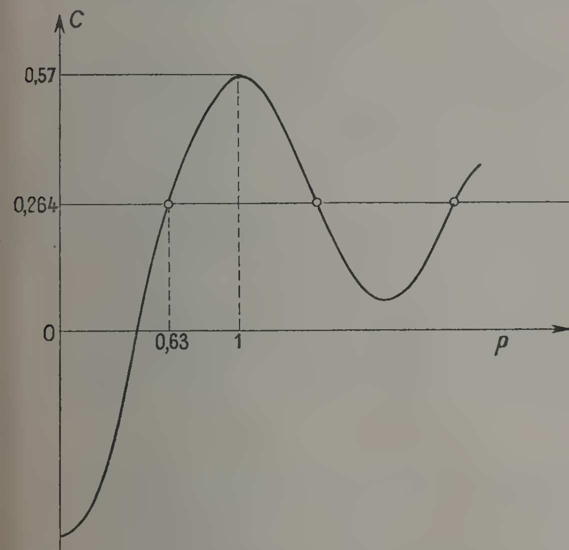


Fig. 4. — $C = f(p)$; éclairage semi-cohérent annulaire; $c = r$.

Les courbes 2 et 3 se coupent au point $C = 0{,}264$, $c = r$; partout ailleurs ces courbes présentent des allures différentes, ce qui montre bien que le cas (3) est du type semi-cohérent.

La courbe de la figure 4 représente la variation en fonction de p du contraste de séparation C avec le condenseur annulaire et pour une distance $c = r$. La courbe montre que le contraste est égal à 0,57 pour $p = 1$, ce qui rend la séparation très confortable.

3. *Image et résolution de deux lignes semi-cohérentes.* — Il est intéressant de savoir si l'amélioration de la séparation en éclairage annulaire, constatée pour deux points, se produit aussi dans le cas où l'objet est constitué par deux fentes parallèles sans largeur et infiniment longues. Nous avons calculé l'expression de $I(w)$ suivant une droite perpendiculaire aux deux lignes semi-cohérentes en nous limitant à la valeur du rapport $p = 1$.

Les formules (7) et (8) sont relatives respectivement à l'éclairage circulaire ([4]) et à l'éclairage annulaire. Pour faciliter la comparaison, on a reproduit aussi les formules bien connues des images des lignes cohérentes (5) et incohérentes (6).

$$I(w) = \frac{\sin^2 w_1}{w_1^2} + \frac{\sin^2 w_2}{w_2^2} + 2\frac{\sin w_1}{w_1}\frac{\sin w_2}{w_2}, \tag{5}$$

$$I(w) = \frac{\mathbf{H}_1(2w_1)}{w_1^2} + \frac{\mathbf{H}_1(2w_2)}{w_2^2}, \tag{6}$$

$$I(w) = \frac{\mathbf{H}_1(2w_1)}{w_1^2} + \frac{\mathbf{H}_1(2w_2)}{w_2^2} + \frac{\mathbf{J}_1(2w_1) + \mathbf{J}_1(2w_2) - \mathbf{J}_1(2w_0)}{w_1 w_2 w_0}, \tag{7}$$

$$I(w) = \frac{\mathbf{H}_1(2w_1)}{w_1^2} + \frac{\mathbf{H}_1(2w_2)}{w_2^2} - \frac{\mathbf{H}_1(2w_1) + \mathbf{H}_1(2w_2) - \mathbf{H}_1(2w_0)}{w_1 w_2}. \tag{8}$$

La figure 5 explique la méthode de calcul utilisée pour déterminer les expressions (7) et (8).

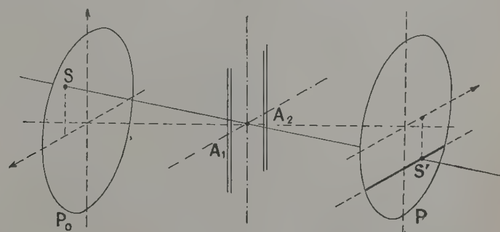


Fig. 5.

On remarque que la lumière provenant d'un point source S du plan P_0 n'est diffractée par les fentes A_1A_2 (infiniment longues) que dans le sens perpendiculaire à ces fentes. Il en résulte que l'image pupillaire du point S (au sens de l'optique physique) dans le système condenseur-objectif (non représenté), diaphragmé par les fentes, est une ligne qui passe par le point S' (du plan P) conjugué de S.

L'amplitude suivant cette ligne, est évidemment

([4]) $\mathbf{H}_1$ est la fonction de Struve. *Voir* Watson G. N. — A treatise on the theory of Bessel functions, Cambridge, 1952, p. 328.

donnée par une variation en cosinus centrée sur S′ et qui, limitée par le contour de P, constitue la transformée de l'objet. Le reste du calcul est classique.

L'application numérique des formules (5) à (8) nous montre enfin les contrastes de séparation des deux lignes pour différents modes d'éclairage. Les courbes tracées, pour une distance des fentes égale à r et $p = 1$, sont rassemblées sur la figure 6.

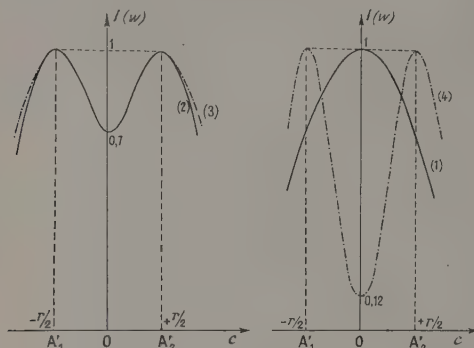


Fig. 6. — Courbe (1), éclairage cohérent; courbe (2), éclairage incohérent; courbe (3), pupille circulaire; courbe (4), pupille annulaire.

En éclairage annulaire (courbe 4), les lignes sont séparées avec un contraste égal à 88 pour 100, tandis qu'en éclairage incohérent et semi-cohérent circulaire ce contraste vaut 30 pour 100 seulement. Le gain de contraste est donc encore plus important que dans le cas des objets ponctuels.

[1] Duffieux P. M. — *Rev. Opt.*, 1953, **32**, 129.
[2] Zernike F. — *Physica*, 1938, **5**, 785.
[3] Hopkins H. H. et Barham P. M. — *Proc. Phys. Soc.* (B), 1950, **63**, 737.
[4] Hopkins H. H. — *Proc. Roy. Soc.* (A), 1951, **208**, 263.
[5] Arnulf A., Mlles Dupuy O. et Flamant F. — *Rev. Opt.*, 1953, **32**, 529.
[6] Blanc-Lapierre A. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 83 S. Blanc-Lapierre A. et Dumontet P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1005.
[7] Françon M. et Saez A. — *Anal. R. Soc. Esp. Fis. y Quim.*, 1951, **47** A. 275. Françon M. et Saez A. — Le contraste de phase et le contraste par interférences, éd. *Rev. Opt.*, 1952 (colloques, 1951), p. 98.
[8] Stach E. — *Glückauf*, 1949, **7-8**, 117.

3. — La diffusion Raman dans les verres de silicates;

par M. L. Prod'homme,
Institut d'Optique, Paris.

Dans une première partie, l'auteur a présenté des spectres montrant qu'il était possible de suivre par l'évolution des bandes Raman observées dans les verres de silicates l'influence de certains oxydes sur la coordination de la silice. Certaines fréquences prennent une importance curieuse à mesure que la densité du verre augmente. Il a observé aussi une relation entre le rapport du nombre des atomes d'oxygène au nombre des siliciums et l'intensité de ces fréquences.

Dans une deuxième partie, il a comparé des spectres qui montrent l'action que peut avoir un traitement thermique sur les bandes Raman. La relation observée entre la variation d'indice $\Delta n = n_{\text{recuit}} - n_{\text{trempé}}$ et l'élargissement des bandes peut s'expliquer par l'accroissement des accidents de structure quand la trempe est plus énergique.

Un article détaillé a été publié dans le numéro de novembre-décembre 1954 de *Verres et Réfractaires*.

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE.

SÉANCE DU 25 JUIN 1954.

(*) 1. — Méthodes de mesure de masses de particules chargées enregistrées dans les émulsions nucléaires;

par Mlle A. Orkin-Lecourtois,
MM. T. F. Hoang, D. Morellet et G. Kayas,
Laboratoire de Physique, École Polytechnique, Paris.

Introduction. — La découverte, dans le rayonnement cosmique, de nombreuses particules augmente considérablement l'intérêt des mesures de masse dans les émulsions nucléaires. De plus, l'introduction des émulsions sans support permet d'estimer la masse au moyen d'un long parcours. Nous avons donc été conduits à étudier et développer quatre méthodes faisant l'objet de la présente Communication. Nous les décrivons d'abord, puis nous présenterons les résultats de mesures obtenus par chacune d'elles pour les mêmes particules (mésons lourds).

Première méthode : diffusion-parcours (Mlle A. Orkin-Lecourtois). — *Principe.* — Pour les particules s'arrêtant dans l'émulsion, on dispose de trois relations fondamentales :

$$\bar{\alpha} = \frac{K}{p\beta} \qquad (a)$$

qui relie l'angle moyen de diffusion multiple par unité de longueur au produit impulsion × vitesse

$$E = CR^{a}M^{1-a}, \qquad (b)$$

relation entre l'énergie cinétique et le parcours restant (valeurs numériques de Vigneron) et

$$\bar{\delta}^{2}_{\text{stat.}} = \bar{\alpha}^{2}s^{3} \qquad (c)$$

reliant $\bar{\alpha}$ à la flèche moyenne $\bar{\delta}$ mesurée sur un base s. Cette dernière relation définit la meilleure estimation statistique possible de $\bar{\delta}$ lorsque l'on effectue les mesures le long de la trace sur une

« cellule » s continuement variable et dont la variation compense celle de $\bar{\alpha}$ avec R. Cette méthode maintient donc la flèche $\bar{\delta}$ constante au long de la mesure et assure la conservation du rapport diffusion multiple-diffusion parasite dont va dépendre l'erreur statistique que le choix des cellules permet de fixer à l'avance à sa valeur minimum. La relation entre $\bar{\delta}$ et la masse est alors la suivante :

$$\bar{\delta} = \text{Cte} \times \bar{K}_0(M_0) M^{a-1},$$

formule d'autant plus valable que la masse mesurée est plus exactement prévue dans le calcul du schéma de cellules; on en calcule trois, pour lesquels $\text{Cte} \simeq M_0^{1-a}$ avec $M_0 = 1836$, 1000 et $273\, m_e$ respectivement. $\bar{K}_0(M_0)$ est la moyenne de $K_0(M_0)$ le long du parcours, calculée à l'aide du schéma.

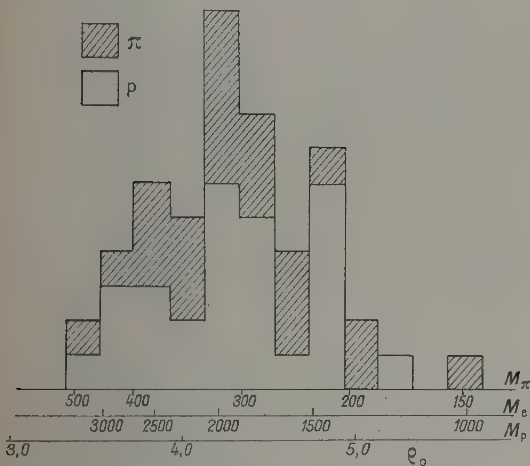


Fig. 1. — Répartition des masses de particules de référence (spectre d'étalonnage π et p).

$\rho_{0\,\text{moy.}} = 4{,}18.10^{-2}$, écart-type $= 0{,}47.10^{-2}$, $\dfrac{M_p}{M_\pi} = 6{,}76$.

On élimine la diffusion parasite entre la cellule de mesure et la cellule double. Dans ces conditions, si $M = M_0$ (mésons π, protons)

$$\rho_0 = \frac{\bar{\delta}}{\bar{K}_0(M_0)} = 4{,}24.10^{-2}.$$

Si $M \neq M_0$, M est donnée par

$$\frac{M}{M_0} = \left[\frac{\rho_0}{\rho(M)}\right]^{\frac{1}{1-a}}.$$

Étalonnage. — On a déterminé la moyenne et la dispersion de ρ_0 sur 50 particules connues : 27 protons (mesurés jusqu'à 10 ou 20 mm), 23 mésons π (4 ou 8 mm) dont 12 d'inclinaison supérieure à 50 pour 100. La valeur de la constante ρ_0 adoptée est ainsi

$$\rho_0 = (4{,}18 \pm 0{,}05).10^{-2}.$$

L'écart-type observé est

$$\Delta\rho_0 = 0.47.10^{-2}.$$

On obtient pour le rapport M_p/M_π la valeur 6,76 (*fig.* 1).

On effectue une correction d'inclinaison ainsi qu'une correction de déformation régulière de l'émulsion courbant les traces qui la traversent, s'il y a lieu. La déformation est estimée séparément sur des traces inclinées rapides et un contrôle statistique est effectué sur les mesures qui sont en général peu sensibles à la déformation, des cellules petites ayant été choisies [1].

Erreur statistique. — L'erreur statistique adoptée déduite de la dispersion de ρ_0 est

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{1{,}86 \times 2{,}32}{\sqrt{n}},$$

n étant le nombre de mesures ($n \simeq 400$ pour $R \simeq 1$ cm).

Deuxième méthode : densité de grains-parcours (T. F. Hoang). — Nous avons examiné 20 mésons π ayant chacun un parcours restant $R > 2$ cm et une inclinaison inférieure à 20 pour 100. Le long de chaque trace, nous avons effectué des comptages aux parcours $R = 3130$, 5350, $10\,100$, $15\,000$, $30\,000$, $40\,000$ et $50\,000\,\mu$ avec des cellules grandes ($R - \Delta R_1$, $R + \Delta R_2$) et telles qu'il y ait autant de grains dans ΔR_1 que dans ΔR_2, le nombre total de grains n étant choisi suffisamment grand (> 1500) afin de réduire les erreurs statistiques de comptage que nous trouvons égales à $0{,}84/\sqrt{n}$.

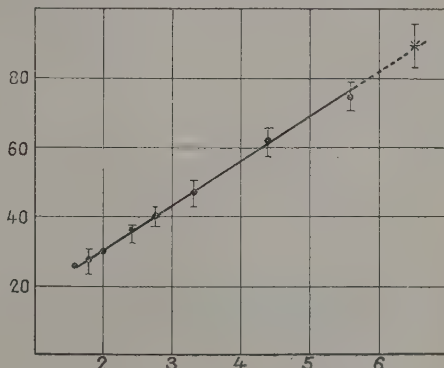


Fig. 2. — Densité de grains (par 100 μ) en fonction de la perte d'énergie dE/dR en MeV/g.cm².

Les résultats montrent que les différentes densités de grains se groupent autour d'une courbe moyenne avec une dispersion ne dépassant pas 6 pour 100 et que leurs moyennes pour un parcours donné R sont proportionnelles à la perte d'énergie dE/dR que l'on déduit de la relation empirique de parcours-énergie, $E/M = C\,(R/M)^a$, où les coefficients sont, selon Vigneron,

$$C = 0{,}0146 \quad \text{et} \quad a = 0.568$$

(1) Les corrections faites sont généralement inférieures à 10 pour 100.

si l'on exprime le parcours R en μ et la masse M de la particule et son énergie E en MeV.

La figure 2 montre les résultats des mesures sur les 20 mésons π ; le point $\ast$ correspond aux comptages faits sur des protons à $R = 1{,}5$ cm.

Nous pouvons écrire

$$g = \lambda \frac{dE}{dR} + \mu.$$

Les paramètres λ et μ peuvent être déterminés par la méthode des moindres carrés. Nous trouvons (la masse du méson π adoptée ici est de 273 m_e) :

$$\lambda = 11{,}90 \pm 0{,}02, \qquad \mu = 3{,}44 \pm 0{,}16.$$

Inversement, en partant de cette relation, on peut déduire la masse M d'une particule, connaissant g_i et R_i. Pour chaque densité de grains g_i, on évalue une masse M_i par la relation

$$M_i^{1-a} = \frac{1}{\lambda a C}(g_i - \mu) R_i^{1-a}.$$

avec une erreur sur la quantité M_i^{1-a}, considérée comme variable aléatoire,

$$\sigma_i = \sigma(M_i^{1-a}) \simeq \frac{R_i^{1-a}}{\lambda a C}\sigma(g_i)$$

en négligeant μ devant g_i, avec l'erreur relative sur g_i

$$\frac{\sigma(g_i)}{g_i} = \frac{0{,}84}{\sqrt{n_i}} + \frac{3}{100},$$

où les 3 pour 100 sont dus à l'inhomogénéité des émulsions.

En pondérant par l'inverse des variances σ_i^2, nous trouvons

$$M^{1-a} = \Sigma \rho_i M_i^{1-a},$$

avec

$$\rho_i = \frac{\frac{1}{\sigma_i^2}}{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}},$$

l'erreur pondérée σ de la mesure étant

$$\frac{1}{\sigma^2} = \sum \frac{1}{\sigma_i^2}.$$

La figure 3 donne la répartition des masses des 20 mésons π d'étalonnage dont la moyenne est $(272{,}0 \pm 3{,}7) m_e$. La dispersion est 18,5 m_e, alors que la moyenne quadratique des écarts par rapport à 273 est de 17,9 m_e, ce qui donne 7 pour 100 comme précision de la mesure.

Troisième méthode : photométrie ionisation-parcours (D. Morellet). — La détermination photométrique de l'ionisation d'une trajectoire consiste à mesurer sur de nombreux segments de celle-ci son opacité. Cette opération est réalisée au moyen d'un photomultiplicateur.

Nous avons déjà donné [1] les détails de construction d'un photomètre original dont les principales caractéristiques sont l'utilisation d'une fente ultra-fine et d'un procédé optique de normalisation de la quantité de lumière utilisée. On enregistre sur un oscilloscope le profil de noircissement de la trace, obtenu par le balayage transversal de la fente (prisme de balayage) ainsi qu'une ligne de référence d'intensité lumineuse.

1. *Amélioration apportée au photomètre à fente ultra-fine.* — Nous avons signalé [1] que l'utilisation d'une fente très fine (0,25 μ) nécessaire pour une bonne définition du profil, oblige à ce que la trace soit exactement parallèle à la direction de la fente.

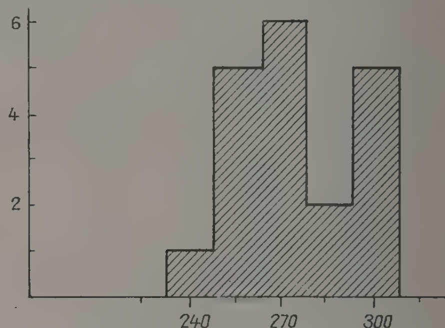


Fig. 3. — Répartition des masses des mésons π d'étalonnage. En abscisse, masse estimée en m_e; en ordonnée, fréquence. La moyenne pondérée des 20 mesures donne $m_\pi = (272{,}0 \pm 3{,}7)\, m_e$; la masse étalon vaut 273 m_e.

Afin de faciliter cette opération et de la rendre aussi souple que possible, ce qui permet difficilement un déplacement de la plaque au moyen d'une platine tournante, nous avons introduit un prisme de Wollaston d'axe vertical entre l'oculaire du microscope et le prisme de balayage. Une rotation du prisme d'un angle α fait tourner de l'angle 2α, autour de l'axe optique, l'image de la fente.

2. *Photomètre à deux têtes contenant respectivement une fente ultra-fine et une fente large.* — Le photomètre à fente fine du type décrit plus haut (type I) est couramment utilisé aujourd'hui dans des réalisations presque identiques. Il présente de nombreux avantages (sensibilité, maniabilité, fidélité, etc.), mais aussi un assez grave inconvénient en ce sens que le résultat des mesures dépend sensiblement de facteurs géométriques (principalement inclinaison de la trace).

Cet inconvénient est en grande partie levé si, au lieu d'utiliser une fente plus fine que la trace, on utilise une fente plus large (type II). La comparaison trace-fond est effectuée en regardant à gauche et à droite de la trace en deux positions proches équidistantes de l'axe de celle-ci (type II) alors que, dans le type I, on examine une large zone centrée sur la trace (balayage).

Ce type II, d'une part, noie la trace dans beaucoup de lumière parasite; d'autre part, il n'étudie les alentours de la trace que sur une très faible région. Par suite, la mesure est très fortement influencée par les inégalités du « fond » de l'émulsion et la normalisation exacte de la lumière utilisée ne peut se faire qu'après les mesures, par un traitement mathéma-

tique, simple certes, mais fastidieux. Dans ces conditions, il nous est apparu utile d'associer en un seul appareil les deux types de photomètres.

La fente large est alimentée par une partie du faisceau lumineux initial prélevé entre le wollaston et le prisme de balayage. Les modifications techniques sont minimes car le second photomultiplicateur est alimenté en parallèle avec le premier. Ainsi toute normalisation opérée sur l'un est immédiatement appliquée sur l'autre.

3. *Mode d'utilisation de ce nouveau type de photomètre.* — On peut, si on le désire, se servir simultanément des deux modes de mesures :

a. Photomètre I, hauteur h du profil de noircissement;

b. Photomètre II, courant Σ débité par le photomultiplicateur II en présence de la trace.

Mais il semble préférable d'utiliser la fente large pour les mesures de l'ionisation en réservant la fente fine pour la normalisation et le contrôle qualitatif de l'émulsion dans la région utilisée. Cette manière d'opérer est immédiatement suggérée par le tableau I donnant la valeur des corrections à appliquer à h ou Σ pour tenir compte des facteurs géométriques.

Tableau I.

	Profondeur du point de mesure (μ).					
	0.	50.	100.	150.	200.	250.
Correction fente fine (0,25 μ) (pour 100)...	0	5	10	15	20	25
Correction fente large (2,5 μ) (pour 100)...	0	1	2	3	4	5
Pente de la trace tg θ (en pour 100 après contraction)........	0	5	10	15	20	30
Correction fente fine (0,25 μ) (pour 100)...	0	5	10	18	35	–
Correction fente large (2,5 μ) (pour 100)...	0	1	2	4	6	8

En outre, la fente large est plus favorable très près de la fin du parcours (scattering).

4. *Application à la mesure de masse en fin de parcours.* — Le principe élémentaire de la mesure de masse est bien connu : si on a la même valeur de β (donc la même valeur de l'ionisation), deux particules 1 et 2 vérifient la relation $R_1/R_2 = M_1/M_2$, où R est le parcours restant, M la masse au repos.

L'évaluation des divers rapports $k_i = M_1/M_2$ se fait en comparant les parcours R_1^i et R_2^i qui correspondent à une même valeur de h ou de Σ. On a autant d'estimations de k que de mesures. On combinera alors statistiquement celles-ci par la méthode du maximum de vraisemblance [2] qui fournira $\hat{k} \pm \sigma_{\hat{k}}$, meilleure estimation de k déduite de la population des k_i. Un σ_k sera aussi donné par cette méthode.

5. *Exemple d'application à la mesure de masse des mésons lourds.* — Les particules de référence que nous avons choisies sont des protons (1836 m_e).

La figure 4 représente les résultats d'une étude sur 65 protons de 5 000 à 7 500 μ, d'inclinaison 2 à 13 pour 100, dont 35 sont mesurés dans une même plaque par une méthode du type I et 30 dans plusieurs plaques par une méthode du type II. Il en

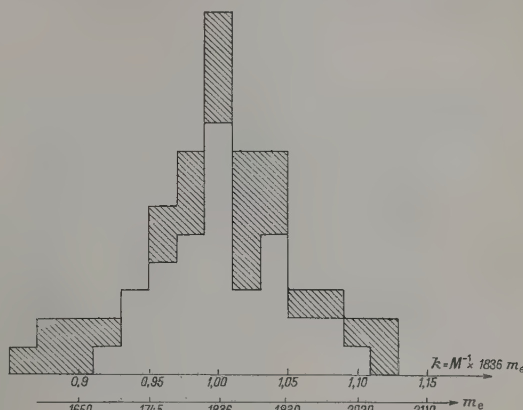


Fig. 4. — Répartition des masses de 65 protons d'étalonnage. La moyenne est $(1838 \pm 15)\, m_e$. Aires hachurées : 30 protons mesurés au moyen de la fente large sur plusieurs plaques; aire non hachurée : 35 protons mesurés au moyen de la fente fine sur une plaque.

ressort que les deux méthodes sont sensiblement équivalentes pour

$$R_p \cong 5\,000\,\mu \qquad \text{et pour} \qquad g_{\min} \cong 18\ \text{g}/100\,\mu.$$

L'écart type de la répartition des 65 protons autour de la moyenne expérimentale (1838 m_e) est $\simeq 110\, m_e$ qui correspond à une erreur relative $\Delta M/M \simeq 6$ pour 100 sur un proton individuel. L'écart type sur la moyenne est de 15 m_e, soit

$$\overline{M}_p \text{ sur } 65\,p = (1838 \pm 15)\, m_e.$$

L'erreur à attribuer à une mesure de masse est une combinaison statistique de cette erreur $\Delta M/M$, de l'erreur sur la particule de référence, moyenne sur 6 à 8 protons, et de l'erreur d'estimation de k tiré de n mesures, soit

$$\sigma_M^2 = \sigma_{\text{mes}}^2 + \sigma_{\text{ref}}^2 + \sigma_{\hat{k}}^2, \qquad \sigma_{\text{ref}}^2 = \frac{\sigma_{\text{mes}}^2}{n},$$

où n est le nombre de particules de référence.

Pour une particule, il est nécessaire de procéder à l'étalonnage séparé de toutes les plaques traversées sur le parcours utilisé.

Remarque. — L'estimation statistique de k nécessite de longs calculs car, en pratique, la population des k_i est de 150 individus environ (mesure tous les 25 μ). On peut, dans des cas particuliers, substituer à ce mode de calcul une méthode graphique de caractère intégral. En effet, on connaît approximativement M_1/M_2, on peut choisir un schéma de mesure tel que les mesures successives 1 et 2 se correspondent deux à deux (*exemple :* on mesurera tous les 25 μ

une particule $M_p/2$ et tous les 50 µ la particule de référence $M_p = 2 (M_p/2)$. Puis on somme séparément sur chacune des particules. Il suffit alors d'évaluer en ΔM l'écart existant entre la valeur intégrale prévue à partir du schéma relatif à $M_p/2$ et la valeur expérimentale correspondant à

$$M_p = \frac{M_p}{2} \pm \Delta M.$$

Quatrième méthode : densité des lacunes-parcours (G. Kayas). — Cette méthode consiste à dénombrer les lacunes le long de la trajectoire d'une particule en fonction du parcours restant. Une lacune est définie comme toute rupture de la continuité de trace, accessible à l'œil de l'observateur avec le dispositif optique utilisé. En particulier, nous ne faisons aucune distinction entre petites et grandes lacunes; nous n'introduisons donc aucune coupure, excepté celle provenant du microscope.

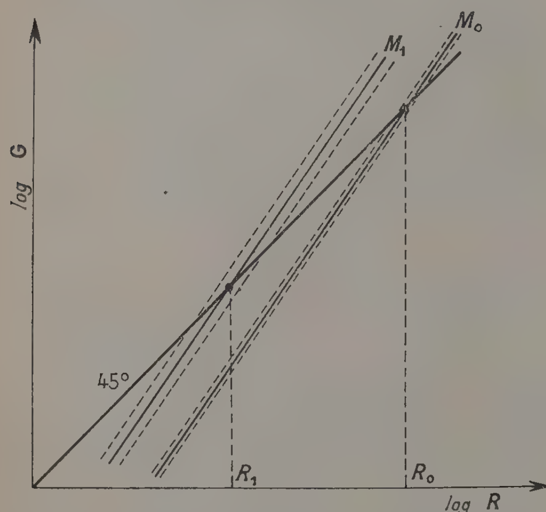


Fig. 5. — Principe de l'estimation d'une masse inconnue M_1 à partir d'une masse connue M_0 et du nombre intégral des lacunes. Sur toute droite à 45°, nous avons $M_0/M_1 = R_0/R_1$.

On constate expérimentalement que le nombre total des lacunes G peut être relié au parcours restant R par une relation de la forme

$$G = a_M R^n, \tag{1}$$

a_M et n étant deux constantes caractéristiques du degré de développement de l'émulsion; a_M dépend de la masse de la particule qui entre implicitement comme paramètre dans la relation précédente.

Si donc on porte log G en fonction de log R, on obtient une droite de pente n et dont l'ordonnée à l'origine est a_M.

Comme dans le diagramme de Perkins, ces droites sont interceptées par la droite de pente unité (droite d'égale densité de lacunes) en des points dont les abscisses sont dans le rapport des masses (*fig.* 5).

On peut à partir de la relation (1) tirer une expression pour la masse sous la forme

$$\log M = \frac{n}{n-1}\log R - \frac{1}{n-1}\log G + \frac{\log a_0}{n-1}, \tag{2}$$

a_0 étant l'ordonnée à l'origine de la droite correspondant aux particules de référence dont la masse est prise comme unité.

Comme particules d'étalonnage, nous avons utilisé 40 protons s'arrêtant dans l'émulsion, ayant un parcours restant de 4 000 à 10 000 µ et une inclinaison inférieure à 10 pour 100. Notons toutefois que nous avons été obligé d'étalonner chaque émulsion séparément à l'aide de 5 à 10 protons pour tenir compte des hétérogénéités du développement.

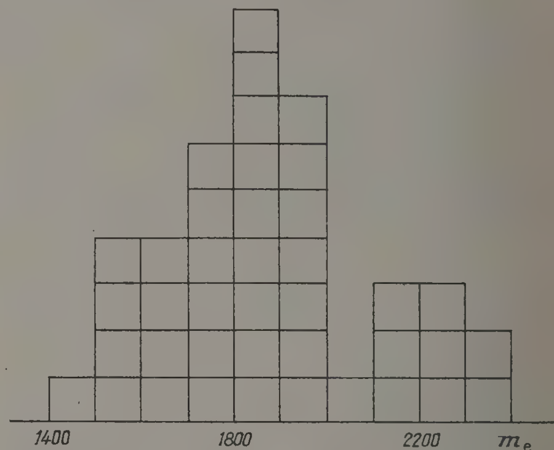


Fig. 6. — Histogramme de répartition de 40 protons d'étalonnage. La moyenne est de 1845 avec un écart type de ± 32 m_e.

Pour l'estimation des erreurs sur la détermination de la masse, on doit considérer celle provenant du nombre restreint des particules de référence et l'erreur statistique sur chaque mesure individuelle :

$$\left(\frac{dM}{M}\right)_{tot} = \left(\frac{dM_0}{M_0}\right)_{réf} + \left(\frac{dM}{M}\right)_{stat}.$$

La première est de l'ordre de 5 pour 100 dans nos mesures; la deuxième dépend du nombre total des lacunes et nous l'avons prise égale à $1/\sqrt{G}$.

Tableau II.

Résultats des mesures sur les trois mésons τ.

	Lacunes-parcours.	Photométrie.	Grains-parcours.	Diff. mult. parcours.
τ_1........	950 ± 150	920 ± 90	973 ± 64	875 ± 230
τ_2........	945 ± 125	955 ± 80	945 ± 63	940 ± 195
τ_3........	930 ± 130	947 ± 65	920 ± 130	1280 ± 195
Masse moy.	942 ± 80	943 ± 50	957 ± 40	1030 ± 115

La figure 6 montre la répartition des protons de

Tableau III.

Résultats des mesures de masses des mésons lourds.

	Lacunes.	Photométrie.	Grains.	Diff. mult
K_7	1050 ± 120	835 ± 80	Non mesuré	Non mesuré
K_8	980 ± 150	862 ± 80	810^{+132}_{-86}	882 ± 180
K_9	950 ± 250	Non mesuré	Non mesurable	1160 ± 450
K_{10}	990 ± 150	921 ± 60	976^{+124}_{-111}	1054 ± 250
K_{11}	950 ± 140	Non mesuré	Non mesurable	1040 ± 260
K_{12}	880 ± 130	881 ± 80	1073^{+105}_{-83}	770 ± 200
K_{13}	960 ± 80	881 ± 80	870^{+71}_{-69}	1390 ± 370
K_{14}	1300 ± 175	1240 ± 90	1115^{+85}_{-65}	895 ± 190
K_{15}	Non mesuré	872 ± 80	Non mesuré	965 ± 360
K_{16}	1050 ± 80	901 ± 80	954^{+68}_{-64}	1037 ± 220
K_{17}	1000 ± 190	Non mesurable	1060^{+140}_{-120}	Non mesuré
K_{18}	1200 ± 230	817 ± 80	933^{+139}_{-120}	1148 ± 300
K_{19}	700 ± 300	1047 ± 150	Non mesurable	Non mesurable
K_{20}	Non mesurable	Non mesurable	»	»
K_{21}	»	»	830^{+62}_{-54}	»
K_{22}	920 ± 120	973 ± 80	Non mesurable	995 ± 170
K_{23}	1150 ± 190	845 ± 80	895^{+72}_{-69}	1210 ± 280
K_{24}	810 ± 110	854 ± 80	960^{+80}_{-72}	1110 ± 250
K_{25}	1025 ± 240	996 ± 80	982^{+63}_{-57}	Non mesuré
K_{26}	Non mesuré	910 ± 80	1070^{+66}_{-62}	874 ± 190
K_{27}	930 ± 140	800 ± 80	1060^{+75}_{-75}	776 ± 170
K_{28}	750 ± 120	909 ± 80	Non mesuré	Non mesuré
K_{29}	Non mesuré	982 ± 80	»	»
K_{30}	»	980 ± 80	»	»
K^-_1	945 ± 120	1037 ± 80	1065^{+68}_{-65}	1030 ± 220

référence; la masse moyenne est de 1 840 avec un écart type de ± 200.

APPLICATION DES QUATRE MÉTHODES EXPOSÉES. — Nous avons appliqué les méthodes précédentes à des exemples de mésons lourds.

En premier lieu, nous avons mesuré trois mésons τ (tableau II) dont la masse, déduite de la valeur Q de désintégration, est 966 m_e (Conférence de Padoue, avril 1954). Ces exemples donnent donc une indication sur la validité des méthodes.

Nous avons aussi mesuré les masses de 24 autres mésons lourds (tableau III) s'arrêtant dans l'émulsion, tous donnant naissance à un secondaire voisin du minimum d'ionisation, à l'exclusion de K_{14} dont le secondaire est un méson μ lent [3] et de K_1^- qui produit une désintégration nucléaire.

[1] KAYAS G. et MORELLET D. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 353.

MORELLET D. — Comptes rendus du Congrès International de Bagnères-de-Bigorre, 1953, p. 69.

[2] MABBOUX C. et MORELLET D. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1793.

[3] HOANG T. F., JAUNEAU L., KAYAS G., LEPRINCE-RINGUET L., MORELLET D., Mlle ORKIN-LECOURTOIS A. et TREMBLEY J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1633.

2. — La capture électronique dans la désintégration du ^{22}Na;

par M. G. CHARPAK,

Laboratoire de Chimie Nucléaire du Collège de France.

Nous avons étudié avec un compteur Geiger 4π les électrons Auger d'énergie maximum 0,85 keV émis à la suite de la désintégration du ^{22}Na par capture électronique. La difficulté essentielle réside dans l'auto-absorption. Nous décrivons une méthode simple de préparation de sources uniformes très minces.

Nos mesures conduisent à un rapport

$$\frac{P_e}{P_+} = (6,5 \pm 0,9) \quad \text{pour } 100.$$

La méthode employée comporte des risques d'erreur systématique supérieure à l'erreur statistique que nous indiquons. Elle offre l'avantage de pouvoir être utilisée dans la recherche de la capture électronique dans les atomes légers dont le schéma de désintégration ne permet pas l'emploi des méthodes des divers auteurs qui ont étudié la capture électronique dans le ^{22}Na, dont les résultats sont d'ailleurs très contradictoires.

Un article détaillé sera publié prochainement au *Journal de Physique.*

SECTION SUD-EST.

(*Grenoble.*)

SÉANCE DU 17 JUIN 1954.

1. — Perméabilité magnétique complexe du fer de 0 à 7 000 MHz;

par MM. J. BENOIT et E. NASCHKE.

Une étude systématique de la perméabilité magnétique initiale complexe ($\mu = \mu_1 - \mathbf{i}\mu_2$) du fer a été réalisée sur des fils de fer de 0 à 7 000 MHz. Des recuits des échantillons à diverses températures dans l'hydrogène permettent d'obtenir de grands domaines de Weiss, pour lesquels la dispersion magnétique attribuable à la dynamique des parois se déplace vers les fréquences assez basses se séparant ainsi de la dispersion due à la rotation des spins électroniques qui reste confinée dans les fréquences supérieures à quelques centaines de mégahertz. Grâce à cette séparation, le contrôle des théories de la dispersion magnétique [1] due aux mouvements des parois doit être plus efficace.

La comparaison des résultats aux courbes théoriques de Néel [2] permet de déduire une valeur statistique de l'épaisseur des domaines dans des fils de fer. Les variations de la perméabilité en fonction de la grandeur des domaines sont étudiées aux diverses fréquences [3]. A partir de 100 MHz, μ_1 varie très peu avec la grandeur des domaines, ce qui met bien en évidence la disparition du rôle de la dynamique des parois au profit de celui des rotations des spins électroniques.

[1] NÉEL L. — *Ann. Inst. Fourier de Grenoble*, 1951, **111**, 301.

[2] BENOIT J. et NASCHKE E. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 2292.

[3] BENOIT J. et NASCHKE E. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 2404.

2. — Recherche d'un gain élevé avec les lentilles-réseaux pour ondes centimétriques;

par M. J. MOUSSIEGT,

Laboratoires de Physique générale et de Radioélectricité de Grenoble.

Nous avons indiqué précédemment [1] comment on pouvait imaginer un projecteur d'ondes centimétriques constitué par un réseau à trois dimensions de particules diffractantes. Avec une source ponctuelle, celles-ci doivent être situées sur des paraboloïdes de révolution homofocaux d'équation

$$r^2 = 2x(\delta_0 + k\lambda) + (\delta_0 + k\lambda)^2, \tag{1}$$

r étant la distance à l'axe, x l'abscisse comptée à partir de la source, δ_0/λ le retard, évalué en longueurs d'onde λ, introduit dans la réémission entre champ

incident et champ diffracté. Cette équation traduit la condition que, dans un plan perpendiculaire à l'axe, les vibrations émises dans la direction de l'axe soient en phase.

On peut caractériser le système proposé comme une répartition *en volume* de sources secondaires, à *densité non uniforme*. Or, dans la pratique courante, le gain d'un réseau à deux dimensions de petites antennes ou d'une répartition superficielle de courants est déterminé dans une très grande mesure par la surface du système. On considère, en outre, que ce gain a une limite supérieure qui est celui d'une répartition uniforme de courants. Dans ce dernier cas la *surface effective*, qui caractérise l'antenne réceptrice, est égale à la surface réelle. Il est donc intéressant de voir quelles possibilités offre la troisième dimension dans notre système pour agir sur le gain. Pour cela nous avons construit une lentille d'étude destinée à fonctionner sur une longueur d'onde de 3,16 cm.

La figure 1 montre la structure adoptée dans un plan passant par l'axe. On n'utilise qu'une portion limitée des paraboles définies par l'équation (1).

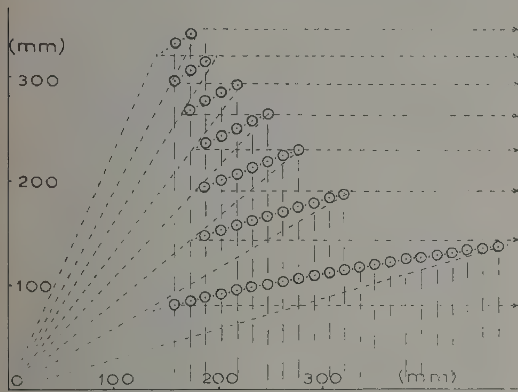


Fig. 1. — En abscisse, distance x comptée à partir de la source le long de l'axe; en ordonnée, distance r à l'axe.

Chaque arc reçoit le rayonnement de la source dans un angle qui lui est réservé. En outre, les rayons parallèles à l'axe issus d'un de ces arcs ne rencontrent aucun autre arc. Une publication plus détaillée indiquera comment ce résultat a été obtenu.

En faisant tourner la figure autour de l'axe on obtient des surfaces que l'on coupe par des plans perpendiculaires à l'axe et équidistants de 14,8 mm, dans lesquels on a placé les nœuds. Pour les essais l'axe a été disposé horizontalement.

Chaque plan de nœuds a été matérialisé par un réseau de fils de nylon horizontaux équidistants de 16 mm, soit sensiblement $\lambda/2$. Au lieu de prendre des nœuds quasi-ponctuels, nous avons utilisé des doublets résonnants de 16 mm sur 4 mm qui ont été accrochés par leurs extrémités aux fils de nylon. Leurs centres se trouvent dans la position des nœuds ponctuels de la théorie. On profite ainsi de l'effet de résonance et d'une certaine directivité suivant l'axe. Le rayon de la lentille est de 32 cm (soit 11 λ) et l'épaisseur de 31,1 cm (soit 10 λ), le nombre de doublets de 2 213.

Nous avons pris à dessein une forte densité de particules. En projetant radialement la surface effective de chaque doublet sur une sphère de centre O (centre de la source), les différentes surfaces obtenues empiètent largement les unes sur les autres. Il paraissait probable que l'on n'y gagnerait rien en efficacité. D'autre part, en posant le principe de notre lentille nous n'avons pas tenu compte des interactions des différents dipôles. On peut toutefois s'attendre à une compensation statistique de ces effets perturbateurs, un doublet donné recevant de ses voisins des vibrations ayant des phases réparties à peu près uniformément entre 0 et 2π. D'ailleurs, l'emploi de sources secondaires directives doit réduire ces interactions.

Nous avons demandé à l'expérience une réponse précise aux questions ainsi soulevées dont la résolution théorique paraît extrêmement difficile.

Le diagramme de rayonnement relevé dans le plan horizontal et dans le plan vertical présente un fort lobe principal et quelques lobes secondaires. L'ouverture du faisceau à mi-puissance est de 2,75° dans le plan horizontal et de 3,8° dans le plan vertical. Le premier lobe secondaire est à 17 db au-dessous du maximum principal dans le plan horizontal et à 11 db dans le plan vertical. A 180° de la direction d'émission maximum se trouve un maximum secondaire à 14 db. La lentille proposée présente donc une bonne directivité. Le gain déterminé graphiquement à partir du diagramme de rayonnement est de 2 800 (soit 34 db). Il est commode d'utiliser le gain en champ g, pour avoir des nombres plus maniables. Il est ici de $\sqrt{2\,800} = 53$.

Une répartition uniforme de courants de surface égale à la surface apparente de la lentille aurait un gain en champ $g = 69$. On voit que les deux nombres sont du même ordre de grandeur. Il faut remarquer que nous faisons intervenir comme surface apparente de la lentille la surface du cercle dont le diamètre est égal au diamètre d'ouverture. En réalité, la partie centrale de ce cercle n'envoie aucun rayonnement dans la direction de l'axe.

On sait qu'un miroir parabolique de révolution a un gain maximum lorsque le foyer est dans le plan du cercle limitant sa surface. Ce gain serait de 42 pour un paraboloïde de même surface que la lentille.

Notre système est donc légèrement supérieur de ce point de vue au miroir parabolique malgré la mauvaise utilisation de la partie centrale de sa surface apparente.

L'influence d'une troisième dimension peut être envisagée de deux façons :

l'augmentation de l'épaisseur par addition de plans de nœuds de plus en plus éloignés de la source; elle a surtout pour effet d'accroître le nombre de nœuds proches de l'axe et ne change pas la surface apparente;

une variation de la densité des nœuds du réseau dans un volume d'encombrement fixé.

Dans le premier cas, on aboutit à ce résultat remarquable : dès que l'on a placé les trois premiers plans de nœuds les plus proches de la source, le gain reste pratiquement constant. Or, ce sont ces premiers

plans qui déterminent le diamètre d'ouverture de la lentille comme on le voit sur la figure.

Inversement si l'on construit la lentille à partir des plans de nœuds les plus éloignés de la source, le gain croît régulièrement en même temps que la surface apparente.

Ainsi donc il apparaît clairement que le gain est déterminé essentiellement par la surface de la lentille. Si, d'autre part, en conservant le même encombrement, on ne place de nœuds que dans un plan sur deux ou un plan sur quatre, on réalise des systèmes ayant en gros la densité 0,5 ou 0,25 par rapport à la lentille complète. Or les gains, en champ, calculés d'une manière approchée (par excès) à partir de l'ouverture du faisceau à mi-puissance, sont les suivants :

Densité	0,25	0,5	1
Demi-ouverture du faisceau (¹)	2,05°	1,85°	1,65°
Gain en champ	50	55	62

La densité du réseau, du moins lorsqu'elle est assez forte, agit donc peu sur le gain. On met donc encore en évidence la prépondérance de ce facteur qu'est la surface apparente de la lentille.

[1] Moussiegt J. — Lentilles-réseaux pour ondes centimétriques. *L'Onde Électrique*, 1952, **32**, 515.

3. — La régulation automatique des niveaux de liquides dans les liquéfacteurs ;

par M. A. Lacaze,
Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Grenoble.

Les liquéfacteurs d'hydrogène ou d'hélium doivent garder constants les niveaux d'air ou d'hydrogène liquides à l'intérieur des réservoirs métalliques des bains de purification et de prérefroidissement. Pour faciliter la marche des liquéfacteurs, la régulation doit être automatique et ne nécessiter aucun mécanisme dans la partie à basse température. Dans nos liquéfacteurs, nous avons choisi de déterminer le niveau par thermomètre différentiel à tension de vapeur et de confier l'alimentation en liquide à une vanne électromagnétique.

L'ensemble du dispositif, pour le bain d'hydrogène à 15° K, est schématisé par la figure 1.

L'hydrogène liquide pris dans un vase de stockage est transvasé à l'intérieur du liquéfacteur par un siphon métallique à double paroi. Le siphon débouchant dans un réservoir sous vide de quelques centimètres de mercure, l'amorçage se fait automatiquement. A l'extrémité du siphon est placée la vanne d'alimentation commandée à travers le tube du siphon par une bobine d'extraction magnétique. L'indicateur de niveau est constitué par deux petits bulbes thermométriques de 1,5 cm³ reliés aux deux soufflets métalliques d'un pressostat différentiel par des tubes capillaires.

(¹) Moyenne des valeurs pour le plan horizontal et le plan vertical.

Les deux soufflets qui ont un volume de 20 cm³ déplacent un interrupteur à mercure qui coupe le courant dans la bobine d'extraction, ce qui ferme la vanne, lorsqu'ils sont à égalité de pression, c'est-à-dire lorsque les deux bulbes sont à la même température. Les deux bulbes et les soufflets correspondants sont emplis d'hydrogène sous une pression de 2,5 atm environ et ce à température ordinaire. Cette pression est suffisante pour assurer un fonctionnement en thermomètre à tension de vapeur même à 20° K. Le soufflet du bas est gonflé à une pression légèrement supérieure pour que, au départ, l'interrupteur mette le courant dans la bobine.

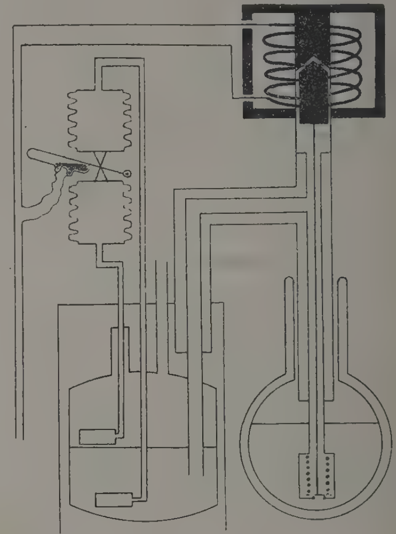


Fig. 1.

A la mise en route, l'hydrogène liquide atteint le bulbe du bas, la pression dans le soufflet du haut prend la valeur de la tension de vapeur de l'hydrogène à 15° K, soit 100 mm de mercure; la vanne reste ouverte. Tant que le bulbe du haut se trouve en dehors du liquide, l'hydrogène qu'il contient est gazeux. Si, au contraire, le bulbe baigne dans l'hydrogène liquide, il y a liquéfaction, il s'y établit une pression de 100 mm de mercure, pression égale à celle du bulbe du bas et la vanne d'alimentation se ferme.

Il se produit une déviation importante des soufflets au moment où le bulbe arrive au contact du liquide. Or, il est nécessaire qu'ils reprennent rapidement leur position initiale dès que le bulbe quitte le liquide. En d'autres termes, il faut que le liquide contenu dans le bulbe se revaporise rapidement. Aussi utilisons-nous pour le tube capillaire un métal bon conducteur de la chaleur et le relions-nous au réservoir par un tube en métal mauvais conducteur de la chaleur.

La résistance thermique métal/gaz reste grande devant la résistance thermique longitudinale du capillaire et le bulbe prend dans le gaz une température supérieure de quelques degrés à la température

ambiante. Pour un thermomètre à tension de vapeur, une différence de 2° suffit à donner une variation de pression de 1/5e d'atmosphère. Lorsque le bulbe est plongé dans le liquide, la résistance métal/liquide devient beaucoup plus faible que la résistance longitudinale du capillaire et le bulbe indique la température réelle du liquide.

Les mesures d'échange de chaleur dans les liquides bouillants, faites au Laboratoire de Basses Températures, permettent de calculer entièrement le système. On peut ainsi déterminer l'inertie du régulateur de niveau et l'amplitude de la variation de pression qui se produit lorsque le bulbe passe du voisinage du liquide au liquide lui-même uniquement en agissant sur les dimensions des différents éléments. Ce même dispositif est utilisé pour l'alimentation en azote liquide; il suffit de gonfler les bulbes avec l'azote au lieu d'hydrogène.

Ces alimentations fonctionnent depuis plusieurs années sur nos liquéfacteurs et nous n'avons jamais eu à recourir à une commande manuelle, leur sécurité de fonctionnement étant parfaite.

SÉANCE DU 17 NOVEMBRE 1954.

1. — Nouveaux équipements du laboratoire de basses températures de Grenoble;

par M. L. Weil.

Les récents perfectionnements apportés à l'équipement de notre département ont eu pour but de mettre à la disposition des chercheurs des quantités plus importantes d'hydrogène et d'hélium liquides et surtout de les leur fournir en permanence. Nous avons construit un nouveau liquéfacteur à grand débit et introduit le stockage des gaz liquéfiés.

Le nouveau liquéfacteur entièrement automatique, réalisé par M. A. Lacaze, est du type mixte souvent adopté en Europe. Il fournit soit 10,5 l/h d'hydrogène, soit 7 l/h d'hélium. Grâce à la compacité du montage et à la réduction de masse qui en résulte, le refroidissement ne nécessite que 20 l d'azote. La mise en route est rapide : au bout de 40 mn, on soutire le premier quart de litre d'hydrogène; au bout de 1 h 20 mn, le premier quart de litre d'hélium. Le large dimensionnement des dispositifs de purification assure une longue durée de fonctionnement : nous avons pu fonctionner en liquéfacteur d'hydrogène pendant plus de 5 h et en liquéfacteur d'hélium pendant plus de 2 h sans observer d'incidents dus à l'obstruction des conduites. La consommation d'air liquide — 1,2 l par litre d'hydrogène, environ 2 l par litre d'hélium — est très modérée. Une description plus détaillée de l'appareil sera publiée ultérieurement.

Dès à présent l'azote liquide, stocké en vase de 100 l moyennant une perte de 3,6 l par jour, et l'hydrogène liquide, stocké en vase de 10 l refroidi à l'air liquide avec une perte de 0,25 l par jour, sont disponibles en permanence au laboratoire. La faiblesse des pertes d'hydrogène est particulièrement remarquable; elle est l'indice d'une transformation ortho-para très poussée sur le charbon actif employé pour la purification.

Enfin, nous disposons maintenant d'une équipe spécialisée dans la construction des vases de Dewar spéciaux pour les mesures. Elle a réalisé, en dehors de vases pour mesures magnétiques (saturation, champ coercitif, traînage magnétique, mesures paramagnétiques), un dispositif pour l'étude de superconducteurs, un calorimètre pour très basses températures, un dispositif de refroidissement pour l'étude de la résonance quadrupolaire et un vase adapté aux études par rayons X, collaborant ainsi avec les divers autres départements du laboratoire de physique.

2. — Microcalorimètre différentiel, étude de la stabilité;

par MM. J. Kuntzmann et R. Charuel.

L'appareil présenté est un microcalorimètre enregistrant la différentielle d'un dégagement de chaleur en fonction du temps.

Il se compose de deux vases de Dewar identiques dans chacun desquels sont disposés 80 couples thermoélectriques cuivre-constantan montés en série. Deux agitateurs produisant le même effet calorifique homogénéisent les températures.

L'un de ces vases de Dewar constitue la cellule de mesure, l'autre la cellule de référence. La force électromotrice produite par les couples thermoélectriques est envoyée dans un galvanomètre. Les mouvements de cet appareil sont enregistrés sur un potentiomètre enregistreur M.E.C.I. par l'intermédiaire de cellules photoélectriques suivies d'un amplificateur électronique approprié. L'ensemble est construit de façon que les inscriptions du potentiomètre soient proportionnelles aux différences de températures existant entre les deux compartiments.

Les mouvements du scripteur sont utilisés pour déterminer, dans le compartiment de référence, l'injection d'une quantité de chaleur égale à celle qui s'est produite dans le compartiment de mesure et qui a provoqué l'élongation du scripteur. On enregistre ainsi la quantité $dQ(t)/dt$.

La sensibilité de l'appareil dans des conditions satisfaisantes de stabilité et de fidélité, est de 10^{-3} cal/s, ce qui représente une différence de température entre les deux compartiments de 10^{-4} °C. La constante de temps du système est de 40 s.

Cet appareil a été conçu et construit pour étudier la cinétique de réactions chimiques dont la durée est de quelques heures.

Si l'on désigne par $Q_1(t)$ la quantité de chaleur dégagée à l'instant t dans le compartiment de mesure, par $T_2(t)$ la température à l'instant t du compartiment de référence, par $u(t)$ le carré de l'intensité du courant de chauffage injecté dans le compartiment de référence, le fonctionnement de l'appareil peut être représenté par l'équation

$$m\,u(t-\theta_2)+k^2\frac{du}{dt}(t+\theta_1)=\frac{1}{m_1}\,\frac{dQ_1(t)}{dt},$$

où θ_1 et θ_2 sont les constantes de temps des compartiments de mesure et de référence et m, m_1, k^2 des constantes.

Les racines de l'équation caractéristique de cette équation différentielle sont données par le système

$$\cot g\, \beta\theta = -\frac{\alpha}{\beta},$$

$$\alpha^2\theta^2 + \beta^2\theta^2 = a^2\, e^{-2\alpha\theta}.$$

où

$$\theta = \theta_1 + \theta_2 \qquad \text{et} \qquad a = \frac{m\theta}{k^2}.$$

La discussion de la stabilité revient à discuter l'intersection des courbes

$$\cot g\, Y = -\frac{X}{Y} \qquad \text{et} \qquad X^2 + Y^2 = a^2\, e^{-2X}.$$

Une vérification expérimentale de la théorie a pu être faite en étudiant les enregistrements de régime dont l'amortissement était rendu variable en agissant sur le paramètre k^2 d'une façon connue.

On détermine α, β et θ expérimentalement. On vérifie que le point obtenu est bien sur la courbe $\cot g\, Y = -X/Y$ et sur la courbe

$$X^2 + Y^2 = a^2\, e^{-2X}$$

correspondant à la valeur du paramètre a dans l'expression duquel m et θ sont des constantes. Cette vérification expérimentale confirme la théorie avec une précision supérieure à 1 pour 100.

L'étude mathématique de la stabilité a permis d'obtenir un fonctionnement satisfaisant de l'appareil.

3. — Le contraste de phase peut-il être rendu sélectif ?

par M. Malraison.

L'examen par transparence d'une préparation microscopique ne révèle en général pas grand'chose car, pratiquement, le champ du microscope apparaît uniformément éclairé. Des traitements chimiques permettent de colorer les diverses parties de la préparation. Les contrastes colorés que l'on peut alors observer dans l'image, renseignent sur les formes de la préparation, et également sur la localisation au sein de celle-ci des diverses substances biologiques. Lorsque ce dernier résultat est obtenu, on dit que la coloration est *sélective*. D'une manière générale, il y a sélectivité lorsque la répartition d'une propriété dans l'image traduit la localisation d'une substance. Les traitements chimiques nécessaires, en particulier la « fixation », non seulement tuent la matière vivante mais encore risquent de faire disparaître certains détails ou d'en créer de faux (artefacts).

Le contraste nécessaire à l'examen d'une préparation peut être créé par voie optique, en particulier par « contraste de phase ». Mais l'image obtenue ne s'accompagne pas spontanément de sélectivité. Nous nous proposons de décrire un artifice propre à créer cette sélectivité.

Il consiste à éclairer la préparation par un faisceau dont la composition spectrale comprend deux bandes de longueurs d'onde moyenne λ_1 et λ_2 dans lesquelles un certain détail de la préparation introduit des déphasages.

Les phases correspondantes de l'image de ce détail sont φ_1 et φ_2. Le contraste entre l'image de ce détail et le fond dépend des intensités $I_{0.1}$ et $I_{0.2}$ des sources de lumière de longueurs d'onde λ_1 et λ_2, des facteurs de transmission de la lame de phase, C_1 et C_2 pour le faisceau diffracté, $C_1Q_1^2$ et $C_2Q_2^2$ pour le faisceau direct et du déphasage ν introduit par la lame ($\nu_1 = \pm \nu_2$). Pour un récepteur neutre (plaque photographique par exemple), l'expression numérique de ce contraste est

$$\gamma \simeq 2 \sin\nu \frac{I_{01}C_1Q_1\varphi_1 \pm I_{02}C_2Q_2\varphi_2}{I_{01}C_1Q_1^2 + I_{02}C_2Q_2^2}.$$

On peut faire disparaître l'image de ce détail en annulant γ, ce qui a lieu si

$$\frac{C_1Q_1}{C_2Q_2} = \mp \frac{\varphi_2 I_{02}}{\varphi_1 I_{01}}.$$

Mais l'image d'un autre détail ne disparaît pas; si celui-ci introduit d'autres retards de phase, elle apparaît avec le contraste

$$\gamma' \simeq 2 \sin\nu \frac{\varphi'_1\varphi_2 - \varphi_1\varphi'_2}{Q_1\varphi_2 \mp Q_2\varphi_1},$$

où φ'_1 et φ'_2 sont les phases de l'image du second détail.

Les dispositifs à contraste de phase par polarisation permettent de réaliser ces conditions; nous allons le montrer en choisissant, pour fixer les idées, le dispositif à réflexion de Françon et Nomarski.

Nous définirons les plans de polarisation par leur angle avec un plan perpendiculaire au plan d'incidence sur le miroir déphasant passant par l'axe du microscope, direction moyenne de la lumière. On polarisera les faisceaux de longueurs d'onde λ_1 et λ_2 avec les angles α_1 et α_2 et l'on disposera, pour les réglages, outre ces deux angles, de l'angle β du polaroïd analyseur.

Dans ces conditions, on efface l'image du premier objet si

$$\frac{\cos\alpha_1 \cos(\alpha_1 - \beta)}{\cos\alpha_2 \cos(\alpha_2 - \beta)} = -\frac{\varphi_2 I_{02}}{\varphi_1 I_{01}},$$

alors que l'image du deuxième objet offre encore le contraste

$$\gamma' \simeq 5 \sin\nu \frac{\varphi'_1\varphi_2 - \varphi_1\varphi'_2}{\cos\beta\left[\varphi_2 \dfrac{\cos\alpha_1}{\cos(\alpha_1 - \beta)} - \varphi_1 \dfrac{\cos\alpha_2}{\cos(\alpha_2 - \beta)}\right]}$$

avec le fond.

On peut, du reste, apporter des variantes à cette méthode, faire apparaître, par exemple, l'une des images en clair, l'autre en sombre sur un fond gris.

Dans le cas de l'observation oculaire, en choisissant des longueurs d'onde λ_1 et λ_2 assez différentes, on peut aussi noyer l'une des images dans le fond en lui donnant la même couleur, tandis que l'autre image apparaît avec une couleur différente.

Mais, de quelque manière que l'on modifie le réglage,

la répercussion restera la même sur tous les objets de même nature et c'est ce qui permet de parler de sélectivité.

La pénurie de renseignements sur la dispersion des substances qui constituent la matière vivante ne permet guère de préjuger avec certitude de la portée et de la généralité de cette méthode, sauf dans quelques cas particuliers, par exemple si l'on peut faire intervenir la dispersion anomale; en effet, si l'on cherche à reconnaître des substances naturellement colorées trop diluées ou trop minces pour que l'absorption y fasse apparaître un contraste appréciable, il faudra choisir l'une des longueurs d'onde λ_1 et λ_2 dans le domaine spectral où la dispersion est anomale, pour qu'elles puissent être décelées par la méthode dont nous venons de donner le principe.

— —

SECTION DE STRASBOURG.

SÉANCE DU 25 JUIN 1954.

(*) 1. — La biréfringence d'écoulement comme technique pour l'étude du champ hydrodynamique (¹);

par M. I. H. Wayland,
California Institute of Technology, Pasadena, California (U. S. A.).

Bien que les techniques de photoélasticité soient devenues courantes dans l'étude de la répartition des tensions dans un milieu solide, la biréfringence d'écoulement n'a pas, jusqu'ici, constitué un instrument vraiment quantitatif pour l'étude des écoulements liquides. Son application la plus fructueuse a été de déterminer l'apparition de la turbulence dans certains projets techniques [1] de même que dans certains domaines de la recherche pure [2]. En dépit des perspectives prometteuses ouvertes par Sadron et Alcock [3] dans leurs travaux relatifs aux écoulements liquides au moyen de la biréfringence d'écoulement, il n'a pas encore été possible d'en faire un outil capable d'étudier la couche limite.

Dans le présent travail, on étudie la biréfringence d'écoulement dans l'entrefer annulaire compris entre un cylindre externe fixe et un cylindre concentrique mobile, les conditions étant telles que l'écoulement n'est plus laminaire. Le liquide utilisé était une solution aqueuse de bentonite « hector » blanche, stabilisée par $Na_4P_2O_7$. On a choisi cette solution colloïdale pour deux raisons : 1° les hydrodynamiciens l'ont utilisée de préférence à toute autre substance douée de biréfringence d'écoulement; 2° de plus, une solution colloïdale fournit deux paramètres mesurables, la position des lignes neutres et la grandeur de la biréfringence. La plupart des mesures ont été faites pour un entrefer de 2 mm; la longueur utile de la cellule était de 7 cm. On a utilisé un dispositif à cylindre interne mobile dans le but d'obtenir un mouvement non laminaire à faibles vitesses de rotations. Le diamètre du cylindre était de 5 cm de sorte qu'avec un entrefer de 2 mm, le passage à un écoulement tourbillonnaire de Taylor [4] se produisait à 30 tr/mn, soit à un gradient de vitesse moyen de 36 s^{-1} pour l'eau à 20° C. L'étalonnage de la biréfringence de la solution a été effectué à des gradients laminaires relativement élevés dans un entrefer de 0,5 mm.

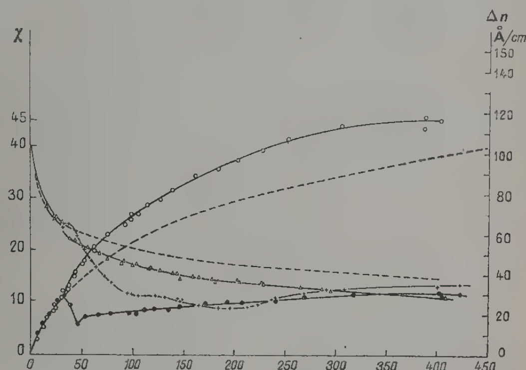


Fig. 1. — Angle d'extinction χ et biréfringence Δn en fonction du gradient de vitesse, porté en abscisse (en s^{-1}).

——— Entrefer 2 mm, à 0,1 mm du cylindre extérieur, △ angle d'extinction, ∘ biréfringence.

——— Entrefer 2 mm, au centre de l'entrefer, + angle d'extinction, • biréfringence.

- - - - - Entrefer 0,5 mm.

Le faisceau lumineux était diaphragmé de sorte que la largeur de la frange centrale de diffraction n'excédait pas 0,2 mm sur toute la longueur de la cellule. Les franges de diffraction latérales étaient si faibles qu'au voisinage de l'extinction elles n'étaient pas perceptibles, tandis que la frange centrale était encore visible. Pour déplacer le faisceau lumineux, parallèlement aux parois de la cuve et explorer ainsi des régions différentes de l'écoulement, on a utilisé une lame de verre à faces parallèles, mobile autour d'un axe horizontal. L'une des difficultés que l'on rencontre dans les mesures de biréfringence au voisinage des parois résulte des modifications de l'état de polarisation dues aux réflexions métalliques à peu près inévitables. L'étude des relations de phase entre la lumière incidente et la lumière réfléchie par une paroi diélectrique montre que les perturbations apportées à l'état de polarisation sont d'autant plus faibles que l'incidence est plus voisine de l'incidence rasante; ce n'est pas le cas pour la réflexion métallique. En particulier, il est avantageux de choisir le diélectrique de manière qu'il y ait réflexion totale. Le teflon, grâce à son indice faible, remplit cette condition pour tous les liquides utilisables. Toutefois, son application en films minces et réguliers est délicate. Aussi

(¹) Ce travail a été effectué au Centre de Recherches sur les Macromolécules du Centre National de la Recherche Scientifique à Strasbourg.

avons-nous utilisé un revêtement de bakélite bien polymérisée, qui provoque des perturbations moins graves que le métal nu.

La figure 1 montre trois séries de mesures de l'angle d'extinction χ et de la biréfringence Δn, l'une relative à l'étalonnage, les deux autres correspondant à deux positions du faisceau lumineux dans l'entrefer de 2 mm. En abscisse, nous avons porté le gradient de vitesse; pour la première série, c'est le gradient vrai; pour les deux dernières, c'est le gradient moyen, pris au centre de l'entrefer de 2 mm, en admettant qu'il est laminaire. Les deux positions choisies dans l'entrefer de 2 mm sont situées l'une au centre, l'autre ayant le centre du faisceau à 0,1 mm de la paroi fixe. Le comportement de la courbe relative à la position voisine de la paroi est en accord avec les résultats déjà signalés [5]. A des vitesses plus élevées que celle qui correspond au passage au régime tourbillonnaire de Taylor, le gradient de vitesse près de la paroi est plus grand que la valeur moyenne, ce qui rend compte de la montée de la courbe de biréfringence et de la chute vers 0° de la courbe des lignes neutres. Le comportement au centre de l'entrefer est plus difficile à expliquer. La diminution de la biréfringence à des vitesses supérieures à la vitesse critique est conforme aux observations de Signer et Gross [5], mais l'accroissement ultérieur n'a pas été signalé par eux. Plus inattendue encore est la chute brusque de la courbe des lignes neutres vers la direction de l'écoulement.

Les théories admises de la biréfringence des particules rigides indiquent que l'orientation est due à deux causes : les tensions principales dans le milieu, qui, dans le cas d'un écoulement à gradient uniforme, sont à 45° de l'écoulement et le gradient de vitesse qui tend à orienter les particules selon les lignes de courant. L'action simultanée du mouvement brownien tend à désorienter les particules. Nos mesures montrent que l'orientation moyenne se rapproche des lignes de courant, tandis que la biréfringence décroît brusquement. On pourrait expliquer la diminution de biréfringence par une diminution du gradient de vitesse local moyen ou par un accroissement du facteur de désorientation tel que la turbulence; mais ces interprétations semblent être incompatibles avec la meilleure orientation apparente dans la direction de l'écoulement. Si la direction des tensions principales n'était plus à 45° des lignes de courant, on pourrait expliquer le comportement de la position de l'angle d'extinction. Nous avons tenté d'observer ce phénomène sur un liquide pur pour lequel on admet que la direction des lignes neutres coïncide avec celle des tensions principales. Du fait de la faible biréfringence des liquides purs, il n'a pas été possible jusqu'ici de répondre par l'affirmative ou par la négative.

La figure 2 montre les résultats de mesures faites en différents points de l'entrefer et à trois valeurs du gradient de vitesse. Bien que les courbes obtenues aux deux vitesses les plus élevées fournissent presque les mêmes valeurs de la biréfringence au voisinage du centre de l'entrefer, les comportements des courbes de l'angle d'extinction sont tout à fait différents. La littérature ne fournissant aucune mesure directe de la répartition des vitesses pour un entrefer de cette dimension et dans ce domaine de vitesses, il n'est pas possible de faire une comparaison directe point par point de la biréfringence considérée comme fonction des paramètres hydrodynamiques. Si l'on admet, comme Buchheim, Stuart et Menz [5] que la grandeur de la biréfringence ne dépend que de la valeur moyenne de la tension de cisaillement locale, on peut utiliser la courbe relevée en écoulement laminaire connu,

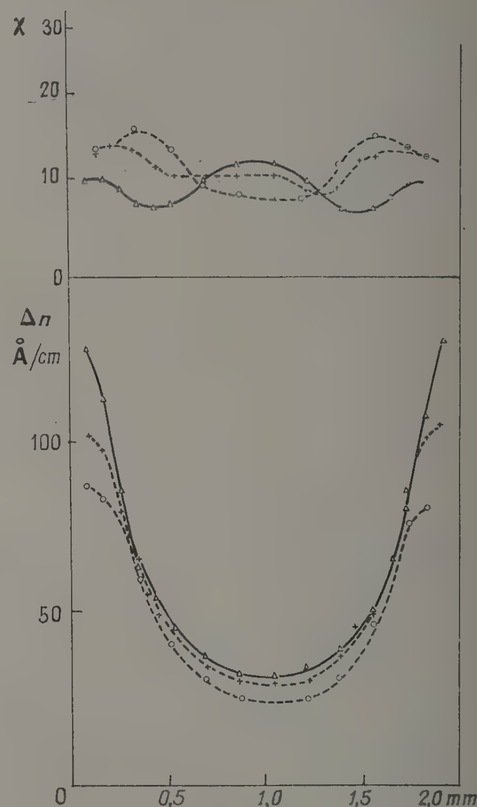


Fig. 2. — Angle d'extinction χ et biréfringence Δn en fonction de la distance à la paroi fixe de l'entrefer, pour trois valeurs du gradient de vitesse moyen $\bar{\Gamma}$:
∘ $\bar{\Gamma} = 189\ s^{-1}$, + $\bar{\Gamma} = 294\ s^{-1}$, Δ $\bar{\Gamma} = 556\ s^{-1}$,

pour associer une tension de cisaillement à chacun des points des courbes de la figure 2. Dans ces conditions, si l'on effectue une intégration numérique de la paroi fixe à la paroi mobile, on trouve pour la paroi mobile une vitesse environ moitié de la valeur réelle dans le cas d'un gradient moyen $\bar{\Gamma} = 556\ s^{-1}$; tandis que la valeur calculée est les 9/10e de la valeur réelle dans le cas où $\bar{\Gamma} = 189\ s^{-1}$. Ceci indique clairement que l'hypothèse faite est insuffisante. Le fait que l'angle d'extinction correspondant à une biréfringence donnée n'a pas, pour un écoulement tourbillonnaire ou pour un écoulement turbulent, la même valeur qu'en régime laminaire, infirme lui aussi la validité de cette hypothèse.

On peut tirer des résultats qui précèdent les conclusions suivantes :

1° La possibilité d'effectuer des mesures quantitatives de biréfringence d'écoulement suffisamment près d'une paroi permet l'étude des couches limites, pourvu que le pinceau lumineux soit bien défini et la paroi revêtue d'un diélectrique convenable;

2° Avec une solution colloïdale, on ne peut évaluer la tension de cisaillement locale moyenne en toute sécurité que lorsque, pour une biréfringence d'écoulement donnée, la valeur de l'angle d'extinction est la même dans l'écoulement inconnu que dans un écoulement laminaire connu;

3° Il faut attendre l'établissement d'une théorie satisfaisante pour pouvoir interpréter quantitativement l'écoulement d'une solution colloïdale.

L'auteur désire remercier tous ceux qui, au C. R. M., lui ont prêté leur concours soutenu, en particulier M. le Professeur Sadron, directeur du C. R. M., avec lequel il a eu des discussions nombreuses et fécondes, ainsi que M. J. Leray pour l'aide qu'il lui a apportée dans le développement des techniques expérimentales. Il désire également exprimer ses remerciements à la John Simon Guggenheim Memorial Foundation dont l'aide financière a permis ce travail. Un rapport plus détaillé sur l'étude des solutions colloïdales de bentonite et sur celle d'un liquide pur sera publié d'autre part.

[1] Leaf. — *Mechanical Engineering*, sept. 1945, p. 586.
[2] Binnie. — *Proc. Phys. Soc.*, 1945, **57**, 390.
Lindgren. — *Arkiv Fysik*, 1953, **7**, 293.
[3] Sadron. — *C. R. Acad. Sc.*, 1933, **197**, 1293.
Alcock et Sadron. — *Physics*, 1935, **6**, 92.
[4] Taylor. — *Phil. Trans.*, 1923, A **223**, 289.
[5] Signer et Gross. — *Z. Phys. Chem.*, 1933, **165** A, 161.
Buchheim, Stuart et Menz. — *Z. Phys.*, 1939, **112**, 407.
Jerrard. — *J. Appl. Phys.*, 1950, **21**, 1007.

(*) 2. — Étude du passage des nucléons énergétiques à travers le noyau par la méthode de Monte-Carlo;

par MM. P. Cüer et J. Combe,

Laboratoire de Physique corpusculaire.
Institut de Physique de Strasbourg.

Nous avons étudié les étoiles produites dans des émulsions photographiques G 5 exposées au synchrocyclotron de Berkeley à un flux de protons de 340 MeV. Les noyaux lourds (Ag, Br) et légers (C, N, O) touchés ont été distingués d'après le critère de la barrière de potentiel. Avec ces deux sortes de noyaux, nous avons établi pour les protons énergiques sortants ($E > 30$ MeV) le spectre angulaire et le spectre d'énergie. (La courbe nombre de grains-énergie est établie pour chaque plaque à l'aide de chocs **p** — **p** et du point à 340 MeV fourni par les protons incidents de 340 ± 1 MeV.) Nous avons aussi déterminé ces deux spectres (angulaire et énergétique) pour les noyaux lourds ayant $1 \leq N_h \leq 2$ (N_h, nombre de branches noires de l'étoile).

A l'aide de remarques sur l'évaporation, nous avons pu établir, en ce qui concerne l'énergie reçue, que les chocs relatifs à ces noyaux sont comparables à ceux des noyaux légers.

Il apparaît toutefois une nette différence dans les spectres angulaires et énergétiques de ces deux groupes.

1° Entre 0 et 10°, il n'y a aucun proton sortant d'un noyau léger; alors que, pour les noyaux lourds avec $1 \leq N_h \leq 2$, il en apparaît 14 pour 100 dans le même domaine angulaire.

2° En considérant à la fois l'énergie et l'angle du proton sortant, on voit que, pour les noyaux légers, il existe dans le domaine 30-40° beaucoup de protons (35 pour 100 environ) qui sortent avec des énergies supérieures à 300 MeV. Pour les noyaux lourds, il n'y en a qu'une faible proportion (10 pour 100 environ) qui ont une énergie supérieure à 300 MeV.

Nous avons d'autre part étudié la nature des particules sortantes et donné, pour les différentes catégories de noyaux, le pourcentage d'étoiles ayant comme particules énergiques sortantes : P, (PN), (N ou 2N), (2P) (tableaux I et II).

Tableau I.

Noyaux lourds.

Pourcent de	Monte-Carlo, 250 étoiles $E > 100$ MeV.	Expérience, 251 étoiles $E > 100$ MeV.	$1 \leq N_h \leq 2$ 326 étoiles.
P.........	$46,5 \pm 5$	38 ± 5	52 ± 4 (P et PN)
PN.........	$7,2 \pm 2$	$9 \pm 1,5$	
N, 2N.....	32 ± 4	38 ± 3	25
2P........	$9,3 \pm 1,5$	$10 \pm 1,5$	21
Arrêts.....	$5 \pm 1,5$	5 ± 2	–
3P........	0	0	–

Tableau II.

Noyaux légers.

Pourcent de	Monte-Carlo $E > 60$ MeV. 1 choc.	Monte-Carlo $E > 60$ MeV. 2 chocs.	Expérience, $E > 30$ MeV 277 étoiles.	Sous structure.
P, PN.........	$50,2 \pm 5$	$44,2 \pm 5$	67 ± 4	67
N, 2N.....	10 ± 2	$15,5 \pm 2$	$16,5 \pm 2$	16
2P........	$39,8 \pm 4$	36 ± 4	$16,5 \pm 2$	17
Arrêts.....	0	0	0	–
3P........	0	$4,3 \pm 1$	–	

(Pour obtenir les nombres de la dernière colonne du tableau II, nous avons pris la limite supérieure de 80 MeV.)

Pour interpréter ces différents résultats, nous avons utilisé une machine de Monte-Carlo complétée par une représentation mécanique spatiale du noyau [1]. Nous avons ainsi trouvé que le passage d'un nucléon rapide dans les noyaux lourds était compatible avec une cascade de chocs nucléon-nucléon. Pour les noyaux légers, un tel schéma n'explique pas les différences signalées plus haut. Nous avons postulé alors l'existence de sous-structures dans les noyaux légers. Le passage du proton incident se fait alors par chocs élastiques et inélastiques sur ces sous-structures.

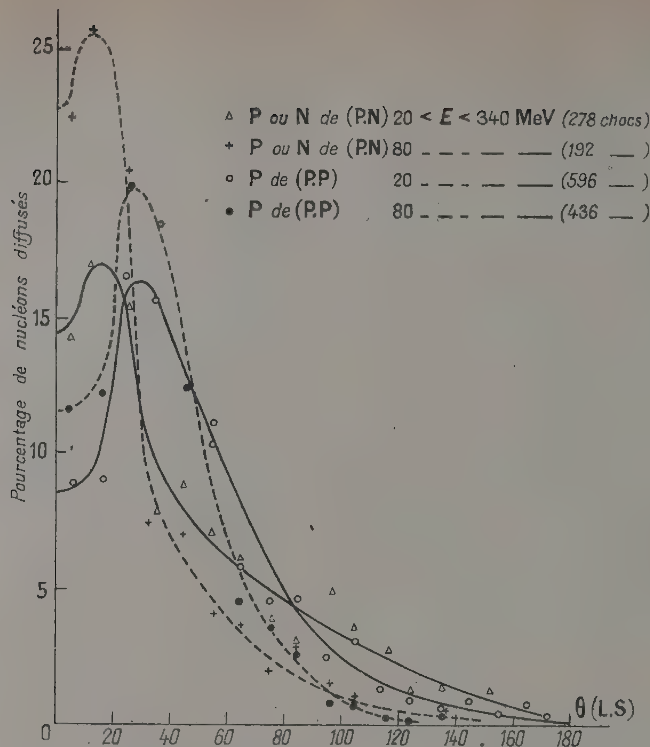


Fig. 1. — Répartition angulaire après un choc (Monte-Carlo).

La figure 1 montre la répartition angulaire des protons après le premier choc, obtenue par la méthode de Monte-Carlo. Dans le domaine angulaire 0-10°, nous retrouvons 17 pour 100 des protons, ce qui est en accord avec les résultats donnés pour les noyaux lourds ayant $1 \leqq N_h \leqq 2$.

Si, pour les noyaux légers, nous supposons que le proton incident rencontre une particule α et qu'il est diffusé à 10°, il aura perdu 4 MeV. Ceci est insuffisant pour produire une étoile. D'où l'absence de protons diffusés entre 0 et 10° pour les noyaux légers.

Dans le domaine angulaire 30-40°, la méthode de Monte-Carlo nous donne après un choc 10 pour 100 des protons sortants avec une énergie supérieure à 300 MeV. Là aussi, il y a accord avec l'expérience pour les noyaux lourds avec $1 \leqq N_h \leqq 2$. Dans un noyau léger se produit un choc $\mathbf{p} - \alpha$. Celui-ci est caractérisé, pour un angle de diffusion donné, par une plus faible perte d'énergie que dans le choc nucléon-nucléon. Ces considérations donnent l'explication d'un plus grand nombre de protons avec $E > 300$ MeV dans le domaine 30-40° si l'on suppose des chocs contre des sous-structures (en majorité α).

C'est donc dans ce domaine angulaire qu'apparaissent les différences. Aux plus grands angles, la diffusion inélastique existe seule et le passage dans les deux sortes de noyaux correspond à une cascade de chocs nucléon-nucléon.

Les tableaux I et II fournissent encore un exemple de la différence entre les noyaux légers et lourds. L'accord avec l'expérience se fait pour les noyaux légers en supposant 30 pour 100 de passages élastiques et 70 pour 100 de passages inélastiques (dernière colonne du tableau II).

Dans les colonnes 1 et 2 du tableau II, nous n'avons compté que les protons avec $E > 60$ MeV (ce seront, par exemple, des protons qui sortiront avec 20 MeV après avoir laissé 40 MeV dans le noyau). En réalité, cette limite de 60 MeV est une valeur moyenne. Pour tenir compte de la diversité des étoiles, il est nécessaire de la faire varier entre 30 et 80 MeV. Et, dans la plupart des cas, la différence visible au tableau II se trouvera accentuée.

[1] Cüer P. et Combe J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 799.

SECTION BOURGOGNE-FRANCHE-COMTÉ.

(*Dijon.*)

———

SÉANCE DU 13 NOVEMBRE 1954.

1. — Impressions sur le colloque de Florence;

par M. P. M. Duffieux,
Professeur à la Faculté des Sciences de Besançon.

2. — Un objectif à champ homogène d'un type nouveau;

par M. R. Burtin.

Le but de cette étude est de chercher la possibilité de corriger les aberrations d'un système optique au moyen de la diffraction. Nous nous plaçons dans le cas particulier où le système comprend un sténopé apodisé. Nous voulons obtenir un plan de mise au point pour lequel la tache de diffraction donnée par un point objet en dehors de l'axe est identique à celle obtenue sur l'axe. Les relations entre l'abscisse de ce plan et les différents coefficients d'aberration seront appelées conditions d'isoplanétisme. L'objectif obéissant à ces conditions a donc un champ parfaitement homogène.

L'étude théorique porte d'abord sur le cas où seuls interviennent l'astigmatisme et la courbure de champ; on montre que le coefficient a de la matière absorbante du sténopé est éliminé et que les conditions d'isoplanétisme entraînent

a. que l'objectif placé à la suite du sténopé doit être du type périscopique;

b. que le plan de mise au point est déterminé par la donnée des courbures des méridiennes des surfaces focales.

Dans la deuxième partie de cette étude théorique, on étend les calculs au cas où la coma et la distorsion ne sont pas négligeables. Il existe encore des possibilités de correction. Le coefficient a est maintenant lié à cette correction.

Au cours de cette étude théorique, on a pu voir d'une façon particulièrement nette les rapports entre aberrations géométriques et diffraction. En particulier, on en a tiré les conclusions paradoxales suivantes :

a. pour obtenir un champ parfaitement homogène, il est nécessaire que le système optique ne soit pas stigmatique;

b. la condition des sinus n'est une condition ni nécessaire ni suffisante d'isoplanétisme;

c. la distorsion dépend de l'ouverture du système.

L'étude expérimentale suit; elle suppose la coma négligeable et ne tient pas compte de la distorsion. Elle comprend donc :

1° la recherche d'un objectif de type périscopique, en particulier la construction d'un appareil commode pour l'étude des surfaces focales des objectifs;

2° des études complémentaires sur le sténopé : recherche d'un liquide d'absorption d'indice convenable, étude expérimentale et vérification d'une hypothèse théorique sur le « sténopé écrasé », détermination du coefficient a pour obtenir une tache de diffraction minimum;

3° vérification proprement dite par photographie.

Les résultats sont très satisfaisants.

Quelles sont les conclusions de cette étude ? Outre la satisfaction esthétique accompagnant la considération de ce système qui sort vraiment de l'ordinaire, il semble que, pour des cas très particuliers de reproduction photographique, il puisse avoir une utilité pratique.

Son principal défaut est sa très faible ouverture : manque de lumière, large tache de diffraction.

Ses principales qualités sont :

sa très grande profondeur de champ;

la possibilité d'une correction simple de sa distorsion;

la parfaite homogénéité du champ;

et, finalement, sa simplicité.

3. — Étude des solutions d'acétate de cuivre en présence de rhodoviol (alcool polyvinylique);

par M. Y. Doucet.

On rappelle d'abord les résultats publiés [1] : augmentation du coefficient d'activité qui passe de 0,25 à 0,29 par addition de 1 pour 100 de rhodoviol et explication par une hydratation préférentielle des macromolécules au détriment des molécules d'acétate.

Pour préciser ces résultats, lorsque l'on fait varier la concentration de rhodoviol, il faut s'adresser aux méthodes cryométriques de précision et, par suite, utiliser une méthode d'analyse des solutions. D'où l'étude de la conductibilité des mélanges. Elle diminue par addition de rhodoviol vraisemblablement par suite de l'augmentation de la viscosité. La résistance dépend de la façon de solubiliser le rhodoviol, de l'agitation et du temps. En opérant toujours de la même façon on trouve que l'agitation diminue la résistance qui tend, en 18 ou 24 h, vers une limite dont la valeur est approximativement celle du sel pur. La floculation du colloïde par fixation d'ions sur les micelles n'est pas à retenir, car elle conduirait à une diminution du coefficient d'activité. On étudie l'action de la déshydratation, qui augmente la conductibilité et joue en sens inverse de la viscosité, et l'influence du temps et de l'agitation sur la variation du coefficient de viscosité.

Les résultats seront publiés ailleurs.

[1] Doucet Y. et Guignard J. P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1806.

ERRATUM

aux Comptes rendus
publiés dans le *Journal de Physique* de décembre 1954.

Page 56 S. La Communication de Mme A. R. Weill à la séance du 19 février 1954 est à faire suivre du texte ci-après :

Intervention de M. Nomarski.

M. Françon a, dans une série de travaux récents, attiré à nouveau l'attention sur les avantages que

présentent les interférences en lumière polarisée appliquées à l'étude des surfaces d'onde.

En 1951 [1], il a proposé un dispositif nouveau utilisant un polariscope de Savart permettant la mesure en lumière parallèle des objets déphasants à l'aide des interférences du type différentiel.

A cette époque, nous avions déjà réalisé un dispositif micro-interférentiel « à ondes antiparallèles » dérivé du striographe interférentiel de Sagnac [2] dans lequel on observe l'interférence d'une onde-objet $f(x, y)$ avec une autre identique, mais tournée de 180°, $f(-x, -y)$.

Ce montage se classe parmi les interféromètres différentiels n'utilisant pas d'onde de référence.

Encouragé par les premiers résultats de M. Françon, nous avons été amené à proposer un appareil différent mais utilisant aussi un élément cristallin biréfringent. Ce moyen permet d'éviter la séparatrice semi-réfléchissante nécessaire dans le montage du type Sagnac.

Notre appareil, appartenant à la fois à la classe des interféromètres différentiels à deux ondes et à celle des interféromètres qui utilisent les phénomènes en lumière polarisée, a été mis au point au début de 1952 [3]. Il présente des avantages dans les applications métrologiques; il permet notamment l'obtention plus aisée d'un champ d'interférence assez large.

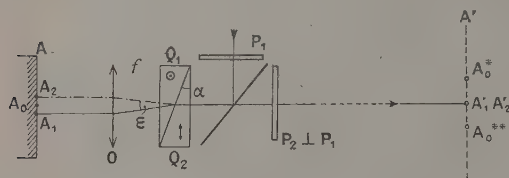


Fig. 1.

Son emploi nous paraît particulièrement indiqué pour l'étude en lumière réfléchie où, du fait de l'autocollimation sur la surface de l'objet, on peut se servir d'une source large (éclairage incohérent).

L'élément biréfringent est ici un prisme genre Wollaston placé dans la pupille de sortie de l'objectif.

Son adaptation sur un microscope métallographique n'entraîne que des modifications minimes à l'équipement normal (supposé prévu pour l'examen en lumière polarisée) et n'impose aucune limite aux grossissements utilisés.

La figure 1 représente schématiquement le dispositif utilisé.

Derrière l'objectif O est placé un prisme « bidéviateur » Q_1Q_2 d'angle dièdre α. L'ensemble OQ_1Q_2 fournit une image dédoublée de l'objet A. Dans le plan-image A' se trouvent confondues les images A'_1, A'_2 des points tels que A_1 et A_2, tandis que les deux images du centre de l'objet A_0 sont en A_0^* et A_0^{**}.

La distance A_1A_2 donne la valeur du décalage $d = \varepsilon f$ (f, longueur focale de O) caractérisant un appareil où ε est la différence des déviations par le prisme double des deux ondes polarisées (dans le cas du quartz $\varepsilon = \alpha/50$).

Dans ce dispositif et contrairement à ceux qui utilisent des lames cristallines planes-parallèles, les deux images décalées restent stigmatiques même pour des valeurs importantes de ε et, par conséquent, de d.

Les deux surfaces d'ondes $e^{i\varphi(x)}$ et $e^{i\varphi(x-d)}$ interfèrent avec une différence de phase Φ_0 réglable. Ce réglage s'effectue, soit par l'inclinaison de la surface de l'objet, soit par le déplacement latéral de Q_1Q_2.

En polariseurs croisés, on obtient une répartition d'éclairements due aux interférences

$$I(x) = \sin^2\frac{1}{2}[\varphi(x) - \varphi(x-d) + \Phi_0].$$

La différence locale

$$\Phi(x) = \varphi(x) - \varphi(x-d)$$

est décelée avec la sensibilité optimum en réglant $\Phi_0 = -\Phi(x)$, c'est-à-dire en amenant le minimum noir dans la zone de dédoublement.

La mesure peut s'effectuer, soit en « teintes plates » (par exemple à l'aide du compensateur de Bravais), soit à l'aide d'un système de franges localisées sur l'objet. On peut obtenir deux sortes de franges : localisées avec un compensateur de Babinet conjugué par rapport à la surface-objet, non localisées par déplacement du prisme Q_1Q_2 suivant l'axe de l'objectif O.

Le dispositif appliqué aux différents domaines de la métrologie optique fera l'objet d'une Communication spéciale à la Société française de Physique, lors d'une prochaine réunion de sa Section d'Optique.

[1] Françon M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 1176.
[2] Sagnac G. — *Le Radium*, 1911, p. 241.
[3] Nomarski G. — Brevet C. N. R. S., Brevet français n° 1.057.486 du 14 mai 1952.

INFORMATION

Deuxième Congrès International de photographie et cinématographie ultrarapides.

Ce Congrès, qui s'est tenu à Paris du 22 au 28 septembre 1954, a mis en évidence l'intérêt croissant suscité par les méthodes optiques d'étude des processus rapides dans les branches les plus diverses de la science et de la technique. Ses travaux comprenaient cinq conférences magistrales et 66 communications qui seront publiées par les soins de l'Association française des Ingénieurs et Techniciens du Cinéma. Les sujets traités sont relatifs aux sources-éclairs, aux obturateurs ultrarapides, aux cameras ultrarapides, à l'éclairage, aux surfaces sensibles et aux applications. Pour tous renseignements relatifs à cette publication, on est prié de s'adresser à M. l'Ingénieur principal de l'Armement P. Naslin, Fort de Montrouge, à Arcueil (Seine).

Le Gérant : Maurice Blondin. 146992 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1955.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, RUE DE RENNES, PARIS (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

RÉUNION DES 7 ET 8 OCTOBRE 1954.

La Société française de Physique a tenu une réunion à Nancy les 7 et 8 octobre 1954. Des Communications sur les « propriétés physiques liées aux défauts de réseau » y ont été faites.

Cette réunion, organisée par M. Jean Chapelle, Professeur à la Faculté des Sciences de Nancy, a groupé 80 participants. La Société française de Physique remercie M. le Recteur et M. le Doyen de la Faculté des Sciences de Nancy pour l'aide matérielle qu'ils ont apportée et qui a, pour une bonne part, assuré la réalisation de la réunion.

Elle a permis, en outre, de nombreux contacts entre physiciens français; il faut souhaiter que cette initiative se renouvelle.

(*) 1. — Les preuves cristallographiques et métallographiques de l'existence d'imperfections dans les cristaux métalliques;

par M. P. LACOMBE,
Centre de Recherches Métallurgiques
de l'École des Mines de Paris.

De nombreux types d'imperfections de structure telles que lacunes, atomes interstitiels, défauts d'empilement, dislocations, ont été invoqués pour expliquer les propriétés des cristaux métalliques. Le caractère localisé et l'échelle même de ces imperfections ont paru pendant longtemps un obstacle à leur mise en évidence directe par les méthodes classiques de la microscopie ou des rayons X. Au cours de ces dix dernières années, les dislocations de Taylor-Orowan ont cependant reçu confirmation de leur existence dans le cas particulier où ces imperfections se rassemblent en « parois de dislocations » par le processus dit de « polygonisation ». La déformation par courbure simple d'un monocristal métallique autour d'un axe contenu dans le plan de glissement propre à sa symétrie et perpendiculaire à la direction de glissement introduit un certain nombre de dislocations de Taylor réparties au hasard sur les plans de glissements successifs du cristal courbé. A la suite d'un traitement thermique de recuit, ces dislocations diffusent et se déplacent sur les plans de glissement jusqu'à ce qu'elles adoptent des positions d'équilibre mutuelles sous la forme d'alignements sensiblement perpendiculaires aux lignes de glissement. Ce rassemblement des dislocations en « parois » supprime la courbure continue des plans de glissement situés entre chaque alignement de dislocations. Le cristal courbé se trouve transformé en un agrégat de « sous-grains » parfaits très légèrement désorientés entre eux, délimités par les alignements de dislocations dits « sous-joints ». La distance moyenne entre dislocations sur un même sous-joint définit la désorientation entre deux sous-grains contigus qui peut varier de quelques secondes à quelques minutes d'arc. Le cristal est dit « polygonisé ».

Les difficultés expérimentales rencontrées dans l'identification de la structure du cristal « polygonisé » sont de deux ordres :

1° Apprécier de très faibles différences d'orientation par les rayons X. Cette estimation est compliquée par la faible dimension des « sous-grains » eux-mêmes. Les conditions géométriques généralement réalisées dans une chambre à rayons X de Laue classique ne permettent pas de résoudre la tache d'astérisme correspondant au cristal courbé initial en un ensemble de petites taches distinctes correspondant à chacun des sous-grains formés par la polygonisation. Il faut recourir à des méthodes de rayons X plus raffinées, telles que le diagramme de Laue à grande distance associé à un foyer de rayons X très fin qui permet de mesurer des différences d'orientation minima de l'ordre de 0,1° (6′). Crussard [1] mit ainsi en évidence la « recristallisation » *in situ* de cristaux d'aluminium après déformation et recuit qui correspondait à une polygonisation en sous-grains assez grossiers. On peut aussi utiliser la méthode de Guinier-Tennevin [2] qui consiste à irradier le cristal par un faisceau divergent provenant d'un foyer très fin de rayons X. On oriente le cristal pour qu'il y ait possibilité de transmission de faisceaux diffractés par une certaine famille de plans du cristal. Si celle-ci est rigoureusement de même orientation dans tout le volume du cristal, il y a focalisation de tous les faisceaux diffractés en un même point-image du foyer. Sinon l'on observe autant d'images du foyer qu'il y a de sous-grains désorientés contenus dans le volume de cristal irradié. Il est possible de déceler ainsi des désorientations aussi faibles que 15″.

Dans la méthode de Lambot [3] enfin, le cristal étudié est placé de telle sorte que sa surface coïncide avec une source linéaire et monochromatique de rayons X qui n'est autre que la droite de focalisation fournie par un monochromateur courbe de Guinier. Si le cristal est parfait, chaque famille de plans fournit de cette source linéaire une image rectiligne de même largeur. La méthode permet davantage d'étudier les courbures progressives d'un

cristal sous l'effet de très faibles déformations ou les zones de raccordement entre sous-grains contigus.

2° Déceler par a micrographie les frontières des sous-grains et définir ainsi leur dimension et leur grossissement sous l'effet de traitements thermiques prolongés. Les premières observations de sous-joints de polygonisation ont été faites sur des cristaux d'aluminium par Lacombe et Beaujard [4], puis par Cahn [5] qui est à l'origine du terme de polygonisation. Les sous-joints étaient matérialisés par des alignements de figures de corrosion dont la distance moyenne serait en relation avec la désorientation des sous-grains contigus comme Shockley et Read [6] l'ont suggéré par la suite. Vogel et Pfann [7] confirmèrent cette hypothèse quantitativement en matérialisant également les sous-joints de cristaux de germanium polygonisés par des figures d'attaque équidistantes. Dans le cas des cristaux de solutions solides d'alliages Al—Zn, les sous-joints de polygonisation ont pu être décelés en raison de leur plus grande vitesse de dissolution au cours du polissage électrolytique après vieillissement de l'alliage permettant la diffusion des atomes de soluté vers les sous-joints (Lacombe et Berghezan [8]). De même, Castaing et Guinier révélèrent les sous-joints d'un cristal polygonisé de solution solide Al—Cu par la précipitation d'un bâtonnet sur chaque dislocation du sous-joint [9].

Ces observations micrographiques posent le problème de l'interaction des impuretés ou des atomes de soluté vis-à-vis des dislocations. C'est en premier lieu Cottrell qui suggéra la concentration des atomes dissous autour des dislocations sous forme de « nuages » ou d' « atmosphères » sous l'effet du champ de tensions entourant chaque dislocation. Suivant la nature du soluté et du métal solvant, cette interaction peut être plus ou moins importante. C'est le cas des atomes de carbone dans le fer ou de l'impureté fer dans l'aluminium raffiné. Ainsi Wyon et Lacombe [10] montrèrent que les sous-joints de polygonisation dans l'aluminium ne peuvent être matérialisés par des alignements de figures de corrosion qu'à condition que les atomes de l'impureté fer aient eu le temps de se rassembler par diffusion à l'aplomb des sous-joints. Réciproquement, à la suite des migrations de joints de grains ou de sous-joints observées au cours de traitements thermiques de « redissolution » des atomes de fer, les déplacements consécutifs des dislocations entraînèrent une nouvelle répartition des atomes de fer.

Il reste encore, dans ce problème d'identification des imperfections de structure, à relier plus étroitement les observations microscopiques et cristallographiques pour déterminer par exemple la répartition des désorientations entre sous-grains d'un même cristal ou la valeur de la désorientation entre deux sous-grains contigus. Ceci permettrait d'aborder plus efficacement le problème de la corrélation entre déformation plastique et polygonisation. La méthode de Schulz [11] permettrait de résoudre ce problème en donnant une image par rayons X des sous-grains, comparable directement à une image microscopique.

[1] Crussard C. — *Rev. Métall.*, 1944, **41**, 111.
[2] Guinier A. et Tennevin J. — *Acta Crystallographica*, 1948, **1**, 188.
[3] Lambot H. et Vassamillet L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 1136.
[4] Lacombe P. et Beaujard L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1945, **225**, 414; *J. Inst. of Metals*, 1947, **74**, 1.
[5] Cahn R. W. — *J. Inst. of Metals*, 1949, **76**, 121.
[6] Shockley W. et Read W. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 275.
[7] Vogel F., Pfann W., Corey H. et Thomas E. — *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 489.
[8] Lacombe P. et Berghezan A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 1733.
[9] Castaing R. et Guinier A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 2033.
[10] Wyon G. et Lacombe P. — Conférence de Bristol, juillet 1954, sur « Defects in crystalline solids ».
[11] Schulz L. — *J. of Metals*, 1954, **6**, 1082.

2. — Impuretés dans les métaux;

par M. J. Friedel,

Centre de Recherches Métallurgiques
de l'École des Mines de Paris.

Nous rendons compte d'une méthode d'étude du facteur de valence, qui représente les impuretés par des charges ponctuelles Z et un nombre égal d'électrons supplémentaires introduits dans le solvant. Cette méthode, initialement due à Mott, utilise un traitement du type Thomas Fermi. Elle montre qu'à faibles concentrations les charges électroniques supplémentaires font écran à courte distance aux charges Z. La majeure partie du solvant n'est pas perturbée et les atomes d'impuretés n'interagissent donc qu'à très courte distance. Le rayon d'écran décroît quand la densité électronique au niveau de Fermi croît, si bien que, dans les métaux de transition où cette densité est forte, les atomes d'impureté en substitution ne perturbent pas le solvant et n'interagissent que très peu. Les moments magnétiques des alliages ferromagnétiques s'en déduisent. A plus forte concentration, où les écrans interagissent, on peut montrer que les impuretés se repoussent ou s'attirent suivant le signe de Z. La courbure de l'énergie de formation de l'alliage s'en déduit. Des perfectionnements apportés à la méthode permettent de rendre compte de façon satisfaisante des propriétés électriques des impuretés et d'étudier le cas de fortes charges Z. D'autres méthodes sont nécessaires pour calculer les énergies de dissolution et pour étudier les autres facteurs (taille, période).

(*) 3. — Résistivité et pouvoir thermoélectrique des métaux présentant des lacunes;

par M. F. Abelès,

Institut d'Optique, Paris.

I. *Influence des lacunes sur la résistance électrique et le pouvoir thermoélectrique des métaux.* — Mott [1] a émis l'idée que l'augmentation $\Delta\rho$ de la résistivité électrique des métaux ayant subi une déformation plastique (écrouissage) est due aux lacunes qui y sont ainsi engendrées. Cette idée a été reprise par Seitz [2], qui a même essayé d'obtenir ainsi une idée du nombre des lacunes créées par un étirement donné du cuivre. Il manquait toutefois d'une estimation assez précise de $\Delta\rho$ et supposa que 1 pour 100 de

lacunes conduirait à

$$\Delta\rho = 10 \times 10^{-6}\ \Omega.\text{cm}.$$

Le but de ce travail est d'obtenir, par un calcul plus approfondi, un ordre de grandeur de la valeur de $\Delta\rho$ dans les divers métaux lorsqu'ils contiennent des lacunes. Le calcul a été fait en supposant que le métal est formé d'un gaz d'électrons libres obéissant à la statistique de Fermi-Dirac. La présence de la lacune se traduit par l'apparition d'un potentiel répulsif V_0 constant, qui s'étend sur une distance $r = a$ autour du centre de la lacune, a étant le rayon de la sphère atomique. Pour déterminer V_0, on se sert de la condition de Friedel [3], qui exprime que ce potentiel est juste capable de repousser Z électrons dans la sphère atomique, Z étant le nombre des électrons de valence du métal. La marche du calcul a été indiquée dans une Note aux Comptes rendus de l'Académie des Sciences [4]. Nous avons trouvé, pour les métaux monovalents et nobles les résultats suivants :

Métal.	$\Delta\rho.10^6\,\Omega$.cm.	Métal.	$\Delta\rho.10^6\,\Omega$.cm.
Li	1,57	Cs	2,76
Na	1,92	Cu	1,28
K	2,39	Ag	1,45
Rb	2,55	Au	1,45

$\Delta\rho$ est l'augmentation de la résistivité due à une concentration de 1 pour 100 de lacunes dans le métal.

Connaissant $\Delta\rho$, ainsi que la résistivité ρ et le pouvoir thermoélectrique S, on peut en déduire la variation ΔS de ce dernier et l'on trouve les valeurs suivantes : — 0,97 pour Cu; — 1,18 pour Ag; — 1,08 pour Au (en μV/°C), toujours pour une concentration de 1 pour 100 de lacunes dans le métal.

Les calculs ont été effectués aussi dans l'approximation de Born et nous avons trouvé $k\,\Delta\rho = 0{,}962$; 0,789 et 0,727 pour les monovalents, divalents et trivalents respectivement. k est le moment des électrons au sommet de la distribution de Fermi; si on l'exprime en unités atomiques (unité de longueur = 0,529 Å), on obtient $\Delta\rho$ (en $\mu\Omega$.cm). Le rapport des valeurs de $\Delta\rho$ obtenues dans l'approximation de Born et par le calcul exact est de 1,04.

On peut remarquer que, pour les métaux nobles, et pour une température T° K, l'expression $Q = (\rho\Delta S)/(T\Delta\rho)$ est indépendante de T si $T \gg \Theta$, où Θ est la température de Debye. Sáenz [5] estime, d'après les données expérimentales sur métaux écrouis, que $Q \simeq +\,10^{-8}$ V/(° K)^2. Nos calculs conduisent à la même valeur de Q mais avec un signe opposé.

II. *Remarques sur le calcul de la résistance électrique et du pouvoir thermoélectrique supplémentaires des alliages de métaux monovalents.* — Un modèle analogue au précédent a été utilisé par Mott [6] pour évaluer l'augmentation de résistivité $\Delta\rho$ dans les alliages de métaux nobles. Il se défend d'abord d'appliquer l'approximation de Born, mais finit par l'appliquer en remarquant que $|V_0| \ll E_{max}$ (où E_{max} est l'énergie maximum des électrons de conduction). Or, dans le cas des alliages Au (la notation B signifie une faible proportion du métal B dissoute dans le métal **A**), nous avons $|V_0| = 2{,}6$ eV et $E_{max} = 5{,}52$ eV. Nous avons refait le calcul d'une façon rigoureuse et avons trouvé, dans le cas des alliages **Ag** Au : $\Delta\rho = 0{,}66.10^{-6}\ \Omega$.cm, tandis qu'avec l'approximation de Born on trouve $\Delta\rho = 0{,}75.10^{-6}\ \Omega$.cm pour une concentration d'or de 1 pour 100. La valeur expérimentale est $\Delta\rho = 0{,}38.10^{-6}\ \Omega$.cm. Nous avons, d'autre part, évalué le pouvoir thermoélectrique supplémentaire de cet alliage et avons trouvé une valeur de $\Delta x = 1{,}5$ (pour la définition de cette quantité, *voir* Friedel [7]), ce qui est en bon accord avec les données expérimentales.

Il convient de remarquer que le modèle utilisé ne satisfait pas à la condition de Friedel. En effet, la quantité de charge accumulée dans le trou de potentiel de l'atome d'or n'est pas nulle, mais vaut 0,78 e. Pour que la condition de Friedel soit satisfaite dans le cas des alliages de métaux de même valence, il faudrait que le potentiel perturbateur dû à l'atome d'impureté soit une fonction qui change de signe quelque part, à une distance d de cet atome (si l'on admet que le potentiel présente la symétrie sphérique).

Ce travail m'a été suggéré par M. J. Friedel, que je tiens à remercier ici de l'aide constante qu'il m'a apportée.

[1] Mott N. F. — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, B **64**, 729.
[2] Seitz F. — *Advances in Physics*, 1952, **1**, 43.
[3] Friedel J. — *Phil. Mag.*, 1952, **43**, 153.
[4] Abelès F. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **237**, 796.
[5] Sáenz A. V. — *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 1142.
[6] Mott N. F. — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1936, **32**, 281.
[7] Friedel J. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 561.

(*) 4. — La diffusion inélastique des neutrons par un monocristal;

par MM. A. Herpin et B. Jacrot,
Commissariat à l'Énergie Atomique.

Sommaire. — On décrit une expérience en cours à Saclay visant à mesurer la variation d'énergie des neutrons très lents dans une diffusion inélastique par un monocristal, On utilise pour cela un spectromètre à temps-de-vol (1), les neutrons incidents étant rendus grossièrement monocinétiques par un filtre cristallin ou mécanique.

La difficulté de l'expérience provient des faibles intensités en neutrons.

On a calculé la variation de la section efficace de diffusion inélastique en fonction de la direction d'observation pour une direction incidente donnée (100, par exemple). Le calcul, utilisant la technique de Feynmann en théorie des champs, permet d'atteindre les processus à un seul phonon ainsi que ceux à plusieurs phonons; ces derniers présentent le caractère d'un fond continu.

Pour les longueurs d'onde utilisées, seuls les phénomènes hyperélastiques interviennent; on peut calculer un ordre de grandeur de l'accroissement d'énergie du neutron dans le choc, en utilisant pour le cristal le modèle de Debye. Mais on sait que ce modèle est très grossier; on pense donc que l'expérience doit pouvoir donner des renseignements précis sur la forme de la courbe de dispersion et cela d'une façon beaucoup plus directe que les rayons X.

1. La diffusion inélastique des neutrons par un monocristal est d'une importance capitale dans la

(1) *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 59 S.

« neutronique », car c'est le processus élémentaire du ralentissement des neutrons dans la matière, dont la connaissance est primordiale dans la technique des piles. C'est également la diffusion inélastique qui est responsable de la variation des sections efficaces avec la température dont la connaissance se révèle indispensable à l'étude de la stabilité des piles atomiques. C'est une des faces de la question, mais la diffusion inélastique peut être utilisée pour obtenir des renseignements précieux sur les propriétés du solide et, en particulier, sur l'agitation thermique. C'est à ce point de vue que nous nous sommes placés et nous avons cherché s'il était possible de mettre en évidence d'une façon directe cette diffusion des neutrons par un cristal unique, avec changement d'énergie. Comme dans le cas des rayons X, il y a échange d'énergie entre le neutron et le réseau, mais l'utilisation des neutrons présente un gros avantage sur celle des rayons X, c'est que la variation d'énergie des neutrons peut être grande lorsqu'il s'agit de neutrons lents. Par contre, le faisceau diffusé inélastiquement a une intensité relative encore plus faible que l'intensité des rayons X en dehors des taches de Bragg, ceci étant dû à la faiblesse de l'interaction neutrons-noyaux. Malgré les difficultés sur lesquelles nous reviendrons plus loin, l'expérience a été réussie l'an dernier à Harwell par Lowde, tout au moins en ce qui concerne la mise en évidence de diffusion hors des taches de Bragg. L'expérience entreprise au C.E.A. est plus ambitieuse puisqu'elle vise, non seulement à déterminer le nombre de neutrons diffusés dans une direction donnée, mais encore à mesurer la variation de leur énergie, ce qui nécessite l'utilisation de neutrons très lents, dont la longueur d'onde soit de l'ordre de quelques angströms.

2. Si les neutrons présentent sur les rayons X des avantages théoriques incontestables, ils ne présentent guère que des inconvénients aux yeux de l'expérimentateur.

a. Les sources de neutrons sont très faibles en comparaison des sources de rayons X. Il y a donc lieu d'utiliser les sources de neutrons les plus intenses possible. Ce sont les piles atomiques. Mais les neutrons sortant du canal expérimental d'une pile ont un spectre de vitesse extrêmement étalé : c'est un spectre de Maxwell dont la vitesse la plus probable correspond à l'énergie d'agitation thermique (1/40 eV, soit une vitesse de 2 200 m/s ou une longueur d'onde de 1 Å). Il faut donc filtrer le flux de neutrons, de façon à n'avoir que des neutrons lents. Le filtre passe-bas le plus pratique est un bloc microcristallin dont l'absorption, très faible aux grandes longueurs d'onde, devient grande à partir de la longueur d'onde de « coupure » λ_c correspondant à la première réflexion de Bragg. La matière utilisée, qui doit avoir une section efficace de capture faible, est soit du béryllium, soit de l'oxyde de béryllium. La traversée du filtre absorbe naturellement une bonne partie des neutrons (de l'ordre de 75 pour 100), même au-dessus de la fréquence de coupure, de sorte que les neutrons utilisables ne représentent qu'une très faible partie des neutrons sortant du canal expérimental (*fig.* 1). L'utilisation d'un filtre mécanique permet d'améliorer considérablement la luminosité.

b. Le pouvoir diffusant des neutrons est très faible devant celui des rayons X, d'où la nécessité d'avoir un échantillon monocristallin de grandes dimensions. C'est une des raisons pour lesquelles on a choisi l'aluminium dont de gros monocristaux nous ont été fournis par le laboratoire du Professeur Chaudron.

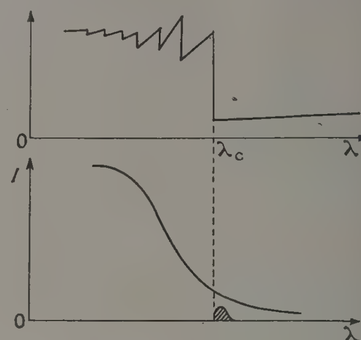


Fig. 1.

L'absorption très faible des neutrons permet d'employer des échantillons de plusieurs centimètres. Le bismuth serait également favorable du point de vue expérimental, mais son réseau compliqué ne permettrait pas une interprétation théorique des résultats.

c. Enfin, pour mesurer l'énergie des neutrons diffusés, on absorbe encore 99 pour 100 de l'intensité neutronique, de sorte que le flux assez grossièrement monochromatique (5 Å) reçu par le cristal est de 100 à 1000 neutrons/s.

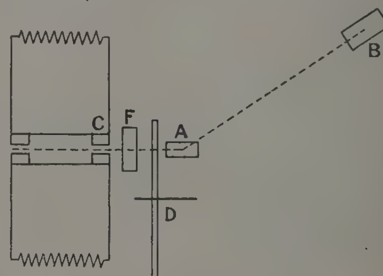


Fig. 2.

Le schéma de principe de l'installation est le suivant (*fig.* 2) : C, collimateur dans le canal traversant la protection de la pile ; F, filtre microcristallin ; D, disque du sélecteur de vitesse. C'est un disque d'acier de 1 m de diamètre rempli de carbure de bore et percé d'une fente étroite tournant à 3 000 tr/mn. Les neutrons traversant la fente lors de son passage devant le collimateur mettent pour atteindre le compteur B (compteur à BF_3) après avoir été diffusés par le cristal A un temps $t = L/v$, v étant la vitesse des neutrons après diffusion et L la distance disque-compteur, de l'ordre de quelques mètres. Le spectre de vitesse des neutrons est ainsi étalé dans le temps. Il suffit donc de mesurer le flux de neutrons en fonc-

tion du temps pour obtenir la répartition énergétique des neutrons diffusés.

Compte tenu de la section efficace différentielle inélastique, on pense obtenir des taux de comptage de quelques neutrons par heure, avec une définition de l'énergie assez faible, mais suffisante pour les expériences projetées.

3. Vue la faiblesse de ces taux de comptage, il était indispensable, avant de commencer l'expérience, de déterminer le plus précisément possible les conditions expérimentales les plus favorables et, en particulier, de calculer la section efficace inélastique en fonction de la direction d'observation.

Considérons une onde plane de neutrons, de vecteur d'onde $\vec{k}$ ($k = \sqrt{2\,Em}/\hbar$, E étant l'énergie du neutron et m sa masse). Soit $\vec{\sigma}$ le vecteur d'onde d'un phonon et $\omega_r(\vec{\sigma})$ sa fréquence. Si $\vec{k'}$ est le vecteur d'onde du neutron diffusé inélastiquement, la conservation de la quantité de mouvement généralisée nous donne la relation

$$\vec{k} - \vec{k'} = \vec{\sigma} - \vec{M} \qquad (1)$$

dans laquelle $\vec{M}$ est une des translations du réseau réciproque. La conservation de l'énergie s'écrit

$$\frac{\hbar^2}{2m}(k'^2 - k^2) = \hbar\,\omega_r(\vec{\sigma}) = \hbar\,U_r(\vec{\sigma}). \qquad (2)$$

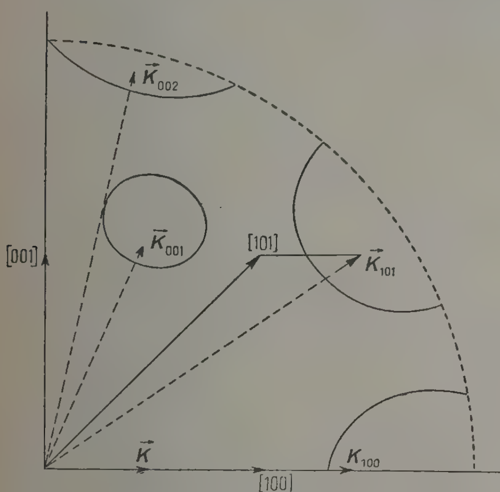


Fig. 3.

Pour des neutrons d'énergie très faible, nous ne nous intéressons qu'aux chocs hyperélastiques dans lesquels le réseau cède de l'énergie au neutron, d'où le signe de la formule (2). Ces deux équations définissent dans l'espace réciproque une surface de diffusion $S_{\vec{M}}$, lieu des extrémités des vecteurs $\vec{k'}$. A cette surface correspond point par point une surface $\Sigma_{\vec{M}}$ lieu des extrémités du vecteur $\vec{\sigma}$, surface qui est contenue à l'intérieur de la première zone.

On peut songer à débrouiller le phénomène en utilisant le modèle de Debye, ce qui revient à considérer la vitesse de propagation $U_r(\vec{\sigma})$ comme une constante, la première zone étant assimilée à une sphère. Chaque surface $S_{\vec{M}}$ est alors une surface de révolution autour du vecteur $\vec{K}_{\vec{M}} = \vec{k} + \vec{M}$. La figure 3 représente, à cette approximation, les méridiennes d'un certain nombre de surfaces $S_{\vec{M}}$, dans le cas de Al, le faisceau de neutrons incident étant dirigé suivant [100]. Nous n'avons représenté que la diffusion par les ondes longitudinales, le cas des ondes transversales étant tout à fait analogue. Le plan de figure est le plan [010], c'est-à-dire que nous ne faisons figurer que les surfaces $S_{\vec{M}}$ pour lesquelles $\vec{M}$ a pour composantes $(M_1, 0, M_3)$: [100], [001], [101], [002]. La sphère ponctuée correspond à une diffusion par des phonons d'énergie maximum. Son rayon k'_m est déterminé par

$$k'^2_m = k^2 + \frac{2\,m\,U_L}{\hbar}\sigma_m,$$

σ_m étant le rayon de la première zone.

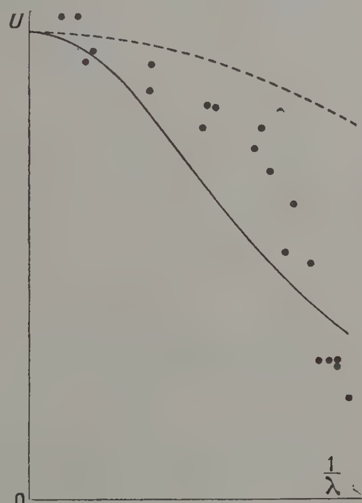


Fig. 4.

Mais on sait que le modèle de Debye ne constitue qu'une approximation très grossière capable d'expliquer seulement des phénomènes globaux. En réalité, la vitesse de propagation des ondes élastiques varie fortement avec la longueur d'onde, comme le montre la figure 4 extraite de la thèse de P. Olmer sur laquelle on a porté la vitesse de propagation en fonction du nombre d'ondes. En utilisant un modèle théorique dérivé de la théorie de Fuchs, l'un de nous a pu rendre compte de la très forte dispersion observée par Olmer. La courbe en trait plein représente la vitesse de propagation calculée. Ce modèle théorique a été utilisé pour la détermination de la surface de diffusion $S_{\vec{M}}$ qui se fait alors par voie graphique : il suffit de construire, en prenant l'extrémité du vecteur $K_{\vec{M}}$ comme origine, les surfaces lieux des extrémités des

vecteurs $\vec{\sigma}$ tels que $\omega_r(\vec{\sigma}) = $ Cte. La surface $S_{\vec{M}}$ est l'intersection de ces surfaces par les sphères $\vec{k}' = $ Cte.

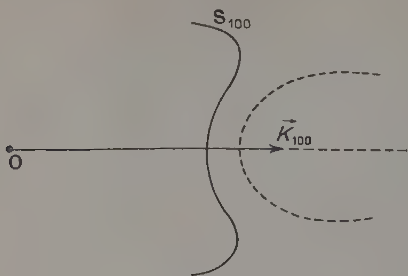


Fig. 5.

La figure 5 représente la section de la surface S_{100} pour une onde quasi-longitudinale, par le plan [010]. On voit que la dispersion modifie considérablement la forme de la surface de diffusion, la courbe pointillée représentant S_{100} dans l'hypothèse de Debye. La comparaison de ces deux courbes montre bien que, même avec une résolution faible en énergie, l'expérience doit pouvoir donner des renseignements précis sur la forme de la courbe de dispersion, d'une façon beaucoup plus directe que les rayons X.

4. La section efficace correspondant à un processus déterminé de diffusion se calcule aisément à partir de la probabilité du choc envisagé qui est donnée par la formule

$$P\left(\vec{k}, \vec{k}'; \mathrm{p}, \mathrm{p}'\right) = \frac{2\pi}{\hbar}\left|\left\langle \mathrm{p}, \vec{k}\left| V \right| \mathrm{p}', \vec{k}'\right\rangle\right|^2 \rho_{\mathrm{E}}, \quad (3)$$

p et p′ représentant l'ensemble des nombres quantiques déterminant l'état initial et l'état final du solide, V le potentiel d'interaction entre les neutrons et le cristal et ρ_{E} la densité d'état final. Le calcul de tels éléments de matrice, pris entre des états quelconques, se fait très simplement, sans avoir recours aux fonctions d'onde, en utilisant les opérateurs de création et d'absorption de phonon et le calcul opérationnel introduit par Feynmann dans la théorie des champs.

Envisageons tout d'abord les processus dans lesquels l'échange d'énergie entre le neutron et le réseau se fait par l'intermédiaire d'un seul phonon, ce qui correspond aux « chocs » étudiés dans le paragraphe précédent. On obtient

$$P\left(\vec{k}, \vec{k}'\right) = \frac{\sigma_0 \hbar^3}{16\pi m^2 \mu v} \sum_{\vec{M}} W_{\vec{M}}\left(\vec{k}, \vec{k}'\right) \mathrm{d}k' \, \mathrm{d}\Omega_{k'}, \quad (4)$$

avec

$$W_{\vec{M}}\left(\vec{k}, \vec{k}'\right) = \frac{k'^2}{U(\vec{\sigma})\, U_g(\vec{\sigma})} F \,\mathrm{n}(\vec{\sigma}) \times e^{-Q}\left(\left|\vec{k} - \vec{k}' - \vec{M}\right| - \sigma\right);$$

m, masse du neutron; μ, masse du noyau; v, volume de la maille élémentaire; σ_0, section efficace cohérente du noyau; e^{-Q}, facteur de température de Debye; $\mathrm{n}(\vec{\sigma})$, nombre de phonons donné par la formule de Bose-Einstein;

$$F = \left[\vec{\zeta}_r(\vec{\sigma}) . (\vec{k}' - \vec{k})\right]^2,$$

$\vec{\zeta}_r(\vec{\sigma})$ étant la direction de polarisation de l'onde d'agitation thermique.

Si l'on considère une direction de $\vec{k}'$, la probabilité de transition présente un pic très aigu (fonction de Dirac) pour la valeur de k' qui satisfait à l'ensemble des relations (1) et (2). Ceci correspond à l'intersection de la droite déterminée par $\vec{k}'$ avec la surface de diffusion (il peut d'ailleurs arriver que cette droite coupe plusieurs fois cette surface de diffusion). En prenant la valeur moyenne sur un petit élément autour de cette direction, on obtient la section efficace différentielle correspondante. Le calcul numérique en est très pénible, surtout du fait de l'existence du facteur de polarisation F. Cette section efficace varie très fortement avec la température, à cause du facteur $\mathrm{n}(\vec{\sigma})$

$$\mathrm{n}(\vec{\sigma}) = \frac{1}{\exp\left[\dfrac{\hbar\omega(\sigma)}{kT}\right] - 1}.$$

Cette variation est d'autant plus importante que la fréquence est plus grande, donc que les quanta intervenant ont des vecteurs d'onde plus proches du bord de la première zone. La figure 6 représente la

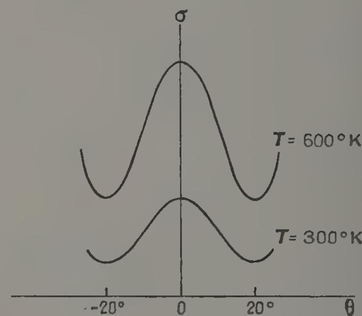


Fig. 6.

section efficace différentielle pour une onde se propageant suivant [100], la diffusion étant observée autour de la direction [100], pour des températures de 300 et 600° K. Ainsi qu'on pouvait le voir qualitativement, il y a intérêt à élever la température.

Nous avons aussi étudié la diffusion avec échange de plusieurs quanta dont le rôle est notable en ce qui concerne la section efficace inélastique, mais dont le caractère diffus rend le rôle moins important dans cette étude. En effet, dans une direction d'observation donnée, les neutrons diffusés avec échange de plusieurs quanta ont leur énergie répartie autour du pic correspondant à la diffusion avec échange d'un seul quantum, donc ne forment qu'un fond continu qu'un pouvoir séparateur en énergie suffisant permet d'éliminer.

Note ajoutée sur épreuve. — Depuis cette Commu-

nication, nous avons obtenu des résultats expérimentaux dont les premiers ont été publiés (*C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 745).

5. — Recherches poursuivies au Laboratoire de Minéralogie de Strasbourg;

par M. S. Goldsztaub.

Les recherches portent sur les défauts et imperfections des cristaux réels. Le cristal réel, contrairement au milieu cristallisé idéal qui s'étend indéfiniment dans l'espace, est limité par des surfaces qui nécessairement sont des parties perturbées du cristal. Pour essayer de mettre en évidence les effets de surface, nous avons étudié par diffraction électronique des couches très minces d'alliages métalliques.

Une méthode nouvelle de préparation d'alliages en films très minces a été mise au point. On évapore les constituants purs sous vide poussé et l'on condense les vapeurs sur un support en collodion ou en sel gemme maintenu à température ordinaire. L'étude des couches métalliques ainsi obtenues a donné des renseignements intéressants sur la formation des alliages ainsi que sur la diffusion des métaux les uns dans les autres à la température ambiante [1], [2]. Elle a permis d'établir que les couches les plus minces préparées (200-300 Å) se comportaient en première approximation comme les métaux et alliages massifs. L'effet de surface n'a donc pas, dans les conditions étudiées (profondeur de l'ordre de 100 Å), d'action notable sur la diffraction d'électrons de 50 kV. Une étude est entreprise pour réaliser un appareil à diffraction d'électrons lents plus sensibles aux actions superficielles.

Parallèlement, l'étude de la macromosaïque des cristaux ioniques est poursuivie au moyen d'une méthode optique dérivée de celle de Töpler; elle permet d'établir la topographie d'une face de cristal en mesurant, à quelques minutes près, l'orientation des blocs de mosaïque qui forment le cristal étudié.

On essaie de mettre en évidence le rôle des forces de liaison, des impuretés, des conditions de cristallisation, des traitements thermiques et mécaniques sur l'amplitude des désorientations des blocs [3].

Mais l'emploi de cette méthode ne permet d'examiner que les seules faces de clivage, car l'état des faces naturelles dépend des conditions de leur formation, en particulier du milieu extérieur. Aussi un dispositif a été réalisé permettant de déterminer la désorientation des blocs de mosaïque en utilisant les rayons X et mesurant le domaine angulaire de leur réflexion : un monochromateur plan donne un pinceau parallèle reçu sur la partie étudiée du cristal. Il est réfléchi sous l'angle de Bragg et vient impressionner une plaque photographique mobile dans son plan parallèlement à l'axe de rotation du cristal. Comme dans la chambre de Weissenberg, une liaison est établie entre le cristal et la plaque, de façon que la rotation de l'un soit proportionnelle à la translation de l'autre. La longueur de la tache impressionnée sur le film permet alors de déterminer le domaine angulaire de réflexion du bloc considéré [4].

Il est permis de penser que ces recherches apporteront des résultats complétant ceux déjà obtenus par les méthodes purement physiques dans le domaine des cristaux imparfaits ou presque parfaits.

[1] Goldsztaub S. et Michel P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 1843.
[2] Michel P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **237**, 332.
[3] Goldsztaub S. et Kern R. — *Bull. Soc. franç. Min. et Crist.*, 1952, **75**, 297.
[4] Goldsztaub S. et Speck F. — *Bull. Soc. Suisse Min. et Pétr.*, 1949, **29**, 552.

6. — Ondes hertziennes et défauts de réseau : application de l'absorption hertzienne à l'étude des défauts de réseau dans les solides. Détermination des niveaux d'énergie;

par Mme M. Freymann, MM. R. Freymann et R. Rohmer,

Laboratoires de Physique et de Chimie Générale, Faculté des Sciences de Rennes.

I. *Généralités sur le problème des défauts de réseau dans les solides.* — Se reporter aux exposés suivants :

Aigrain (Cours Louvain); M. et R. Freymann (*J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 203; 1954, **15**, 165; 1954, **15**, 82; 1954, **15**, 217); Gans (Conférences, C. D. U.), Kittel (Wiley), Mott et Gurney (Clarendon Press); Rees (Methuen); Seitz (Masson); Tezner (Gauthier-Villars); Wright (Methuen).

II. *Spectre hertzien et défauts de réseau.* — La mesure de l'absorption des solides dans le spectre hertzien de 100 Hz à 10 000 MHz, de — 180 à + 150°C, permet (comme les mesures de conductibilité et d'effet Hall) de déterminer *U*, énergie d'activation des défauts de réseau. Elle contribue donc à l'édification d'une « spectroscopie de l'état solide » par la détermination des divers niveaux d'énergie.

Composés étudiés à Rennes : 1° Cristaux ioniques (*voir* Meinnel).

2° Semi-conducteurs : B, Se (*voir* Meinnel); UO_2 (*J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 82); FeO (B. Hagene, *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 583); Cu_2O (Daniel, Meinnel); CdO (Mlle M. Hagene, non publié), etc.

D'autre part, ZnO a fait l'objet de nos recherches depuis deux ans (*J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 589).

3° Composés moléculaires (Eau : *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 165).

La seule théorie de cet effet est due à Breckenridge; elle est insuffisante, comme le montrent nos observations sur ZnO (existence de *plusieurs maxima Debye*).

7. — Ondes hertziennes et défauts de réseau; Cristaux ioniques et semi-conducteurs;

par M. J. Meinnel,

Assistant à la Faculté des Sciences, Rennes.

Nous avons abordé le problème des défauts de réseau dans trois cas différents que nous avons cherché à illustrer par des exemples simples.

I. *Cristaux ioniques impurs. Exemple* NaCl + traces Na_2SO_4. — Afin de diminuer l'influence des porteurs libres, nous avons choisi comme impureté un anion bivalent SO_4^{2-} : les lacunes libres de Cl^-, peu mobiles, n'accroissent pas la conductibilité de façon appréciable. Les complexes dipolaires (SO_4^{2-}, lacune liée de Cl^-) donnent lieu à des pertes du type Debye. Les phénomènes sont beaucoup plus nets et plus intenses (tg $\delta_{max} \simeq 0,4$) que ceux observés jusqu'à présent dans NaCl [1] à [4].

L'énergie d'activation U du complexe est de 1,05 eV environ.

II. *Semi-conducteurs monoatomiques impurs. Exemples* B *et* Se. — Nous rappelons [5] les valeurs trouvées pour les énergies d'activation dans ces deux éléments : $U_B \simeq 0,12$ eV; $U_{Se} \simeq 0,37$ eV.

III. *Semi-conducteurs non stoechiométriques. Exemples* Cu_2O *et* Zn_3P_2. — Pour ces deux composés, nous avons obtenu :

Cu_2O avec excès d'O [6], [7] : $U \simeq 0,24$ eV;
Zn_3P_2 avec excès de Zn : $U \simeq 0,27$ eV.

[1] Breckenridge R. G. — *J. Chem. Phys.*, 1948, **16**, 959 et 1950, **18**, 913.
[2] Kondo S. et Suita T. — *J. Phys. Soc. Japan*, 1950, **5**, 375.
[3] Henvis B. W., Davisson J. W. et Burstein E. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 774.
[4] Haven Y. — *J. Chem. Phys.* 1953, **21**, 171.
[5] Meinnel J. — *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 124.
[6] Meinnel J. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 425.
[7] Daniel C. — Diplôme d'Études supérieures, Rennes (tirage limité).

8. — La chimie des défauts de réseau. Cas de l'oxyde de zinc ;

par MM. R. Rohmer et R. Freymann.

1. Énumération des différentes catégories de défauts de réseau avec les symboles proposés par Rees pour exprimer, comme dans une équation chimique, l'origine, la nature et le genre de défaut créé dans le réseau. Ainsi, la notation de Rees permet de dire si l'on a un composé stoechiométrique ou non stoechiométrique, si le réseau comporte des lacunes ou des ions en position interstitielle, si le défaut dans le réseau provient d'une irrégularité physique ou d'une impureté chimique.

2. Les courbes $\varepsilon'' = f(T)$, relatives à cinq échantillons différents d'oxyde de zinc, soumis au même traitement physique, mettent en évidence, un, deux ou trois maxima, suivant la méthode de préparation de l'oxyde. En traçant ces courbes pour deux ou trois fréquences hertziennes différentes, on peut déterminer l'énergie d'activation de diffusion des défauts correspondant à plusieurs niveaux d'énergie, non encore signalés. Il en résulte un schéma énergétique plus complet pour l'oxyde de zinc.

Le fait que la courbe d'absorption hertzienne soit caractéristique de la méthode de préparation de l'oxyde revient à constater qu'un oxyde de zinc de synthèse, par exemple, ne présente pas les mêmes défauts dans son réseau qu'un oxyde provenant du carbonate; dans ce dernier cas, le réseau dérive d'un réseau de carbonate qui a éclaté par suite du départ de CO_2 et n'a pas pu se réarranger spontanément de la même manière que le réseau de l'oxyde de synthèse, formé vers 1000° et qui n'a été perturbé que par l'élévation de température de 1000 à 1200°. Il semble établi que les défauts ne sont pas dus à des impuretés chimiques.

9. — Comportement de la conductibilité électrique de substances non métalliques en un point de transformation ou de transition ;

par M. J. Jaffray,
Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand.

Vue d'ensemble des recherches effectuées pour savoir si les mesures de conductibilité électrique en courant continu peuvent constituer une méthode de détection des transformations ou transitions dans les substances non métalliques (oxydes, sels, etc.) au même titre que les méthodes thermiques.

Exposé des résultats obtenus :

1° Avec des substances présentant une transformation polymorphique (chaleur latente) : iodure mercurique (127° C), nitrate de potassium (129° C), sesquioxyde de vanadium (163° K), tétroxyde de vanadium (70° C), carbonate de sodium anhydre (480° C), oxyacétate de beryllium (160° C), sesquioxyde de titane (195° C);

2° Avec des substances présentant une transition d'ordre supérieur : tétroxyde de vanadium (123° K), sesquioxyde de chrome (33° C), nitrite de sodium (160° C), nitrate de sodium (275° C), carbonate de sodium anhydre (359° C).

On a trouvé que, pour une transition d'ordre supérieur, la conductibilité électrique est continue à la température de transition, mais l'énergie d'activation est discontinue en général. Pour une transformation avec chaleur latente, il y a, soit une discontinuité quasi isotherme (positive ou négative) de la conductibilité électrique, soit une variation rapide dans un intervalle de plusieurs degrés, avec une variation simultanée de l'énergie d'activation. Le sens de la variation rapide de conductibilité électrique ne semble pas lié au signe de la discontinuité de volume accompagnant la transformation.

10. — Exposé des travaux effectués aux Indes sur la diffusion thermique de la lumière dans les cristaux ;

par M. le Professeur Krishnan.

(*) 11. — Spectres d'absorption du corps solide ;

par M. S. Nikitine,
Institut de Physique de Strasbourg.

On doit distinguer dans les spectres des corps solides deux catégories de spectres très différents :
1° La première est due à l'absorption du corps pur et est attribuée aux électrons des atomes ou ions qui composent le cristal pur. Nous l'appellerons

absorption propre. 2° La deuxième catégorie est attribuée aux impuretés et aux défauts du réseau. Nous l'appellerons absorption accidentelle. Ces deux catégories de spectres se distinguent par la valeur du coefficient d'absorption qui est souvent 10^4 fois plus important dans le spectre d'absorption propre que dans le spectre d'absorption accidentelle.

L'absorption accidentelle peut théoriquement se composer d'un spectre hydrogénoïde de raies. Le plus souvent les raies sont très larges, les niveaux d'énergie discrets étant élargis par les vibrations thermiques du réseau. Il est difficile d'étudier ces séries à cause de la largeur des raies et de leur rapprochement. Dans certains cas le spectre accidentel peut se composer de quelques raies très fines. Ces raies sont attribuées à des transitions entre des configurations spectroscopiques correspondant à des couplages différents des spins et moments orbitaux quand les électrons des impuretés forment des couches extérieures (ou intérieures) incomplètes (rubis, composés de terres rares). Ces transitions interdites à l'état atomique sont permises dans le champ cristallin. Les raies sont étroites car les orbitales des électrons responsables de ces transitions sont tout à fait localisées autour de l'impureté et ne se recouvrent que très faiblement avec les orbitales des électrons des voisins immédiats. En ce qui concerne l'absorption propre, nous laisserons de côté les métaux et ne considérerons que les isolants et semi-conducteurs intrinsèques.

On montre que, dans ces corps, il y a en premier lieu des transitions correspondant au passage des électrons de la bande de valence à la bande de conduction. Ces transitions correspondent à la séparation de l'électron de valence de l'atome ou ion auquel il appartenait; elles correspondent à une bande d'absorption continue et à un effet photoélectrique interne.

En plus de la bande continue, on montre que d'autres transitions sont possibles qui correspondent à la formation d'états analogues à des états atomiques excités. Ces états excités se propagent dans le cristal en sautant d'atome à atome sans pratiquement polariser le réseau. Cet état d'excitation qui se propage le long du cristal est appelé *exciton*.

Les excitons ont deux propriétés fondamentales. En premier lieu ils ne conduisent pas de courant électrique. En deuxième lieu les règles de sélection sont telles que le spectre de formation de l'exciton doit être formé de raies comme le spectre d'excitation d'un atome.

On peut calculer ce spectre en admettant que l'électron se trouve dans le champ coulombien d'un atome, dans un milieu de constante diélectrique optique $\varepsilon_0 = n^2$.

On montre que les nombres d'ondes de raies d'absorption sont donnés par la formule [1]

$$\nu_k = \nu_\infty - \frac{R\mu}{\varepsilon_0^2 m} \frac{1}{k^2} + p\,\nu_{IR}$$

$$(k = 1, 2, 3, \ldots ; p = \pm 1, 2, 3, \ldots),$$

où ν_∞ est le plus petit nombre d'ondes correspondant à la transition à la bande de conduction, R la constante de Rydberg, m la masse de l'électron libre, μ la masse effective de l'électron et de la lacune sur l'atome excité, ν_{IR} la fréquence infrarouge propre du cristal. Comme, par ailleurs, les nombres d'ondes $\nu > \nu_\infty$ correspondent au spectre continu, on voit que le spectre de formation d'excitons est un spectre de raies hydrogénoïdes convergeant vers un spectre continu correspondant à l'ionisation interne.

Avec Cu_2O, nous avons observé [2], en effet, trois séries hydrogénoïdes se suivant dans le spectre à des intervalles approximativement égaux à ν_{IR}, mais avec des valeurs de $R' = R\mu/\varepsilon_0^2 m$ croissantes du rouge au bleu, quand on passe d'une série à l'autre.

L'approximation de la théorie suppose ε_0 constant. Or ε_0 est variable au voisinage de la bande continue. Il est difficile de tenir compte de ce fait d'une façon exacte. Mais on voit que la variation de ε_0 conduit à admettre un champ de la lacune qui tendrait vers zéro pour les valeurs croissantes de la distance plus vite que la loi de Coulomb. On sait que, dans ce cas, les niveaux discrets de l'électron dans ces champs sont en nombre fini qui peut être nul. Le spectre de l'exciton pourrait donc dans ce cas s'écarter de la loi hydrogénoïde et même ne présenter aucune raie.

De tels spectres semblent pouvoir être observés dans un certain nombre de corps à l'étude.

Après cette remarque on peut se demander pour quelle raison les spectres sont hydrogénoïdes dans le cas de Cu_2O. Il est probable que ceci est dû à la position des différents satellites de vibration. En effet, étant donné les trois séries et les trois spectres continus qui se superposent,

$$\varepsilon_0 = 1 + \alpha_{IR} + \alpha_R + \alpha_J + \alpha_V,$$

où α_{IR}, α_R, α_J et α_V sont les contributions des bandes infrarouges et des bandes continues des trois séries rouge, jaune et verte [2] à la constante diélectrique ε_0. Dans le rouge, devant le premier palier, la variation de α_R est probablement petite par rapport à $\alpha_{IR} + \alpha_J + \alpha_V$; ε_0 est donc pratiquement constant. Entre les séries rouge et jaune, α_R est négatif et le minimum de α_R pourrait compenser le maximum de α_J de sorte que la variation de ε pourrait encore être faible; en tous cas, ε_0 est plus petit que devant le palier rouge, donc $R'_J > R'_R$. Le même mécanisme doit alors jouer pour la série verte et donner $R_V > R_J$. Ces suggestions qualitatives sont justifiées par un accord raisonnable avec l'expérience.

[1] Nikitine S., Perny G. et Sieskind M. — *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 18 S.

[2] Nikitine S., Perny G. et Sieskind M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 67 et 1987; 1954, **239**, 247.

Nikitine S., Mme Couture L., Sieskind M. et Perny G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1786.

Pour les remarquables travaux de Gross et al. ainsi que les autres travaux sur le sujet, *voir* nos publications précédentes.

(*) 12. — Sur les séries de raies de formation de l'exciton dans Cu_2O ;

par M. S. Nikitine, Mme L. Couture, MM. M. Sieskind et G. Perny,

Institut de Physique de Strasbourg et Laboratoire Aimé Cotton de Bellevue.

Nous avons étudié trois séries de raies hydrogénoïdes à différentes températures. Ces séries peuvent

se grouper dans les formules [1], [2] :

$$\nu(V)_k^{77^\circ K} = 18\,515 - \frac{1270}{k^2} \quad \text{cm}^{-1} \qquad (k = 2, 3, 4),$$

$$\nu(J)_k^{77} = 17\,459 - \frac{795}{k^2} \quad \text{cm}^{-1} \qquad (k = 2, 3, 4, 5),$$

$$\nu(J)_k^{20} = 17\,527 - \frac{808}{k^2} \quad \text{cm}^{-1},$$

$$\nu(J)_k^{4} = 17\,525 - \frac{780}{k^2} \quad \text{cm}^{-1},$$

$$\nu(R)_k^{77} = 16\,436 - \frac{475}{k^2} \quad \text{cm}^{-1} \qquad (k = 2, 3, 4, 5).$$

On remarque que, pour la série jaune, seul le premier terme de la formule varie avec la température. En adoptant pour le second terme la valeur moyenne 800 cm $^{-1}$, on a déduit de mesures faites sur la raie $\nu\,(J)_2$ jusque vers 250° K la loi parabolique

$$\nu(J)_k^T = 17\,528\,(1 - 1{,}871 \,.\, 10^{-7}\,T - 3{,}521 \,.\, 10^{-7}\,T^2) - \frac{800}{k^2}.$$

De même, pour le bord rouge on a trouvé

$$\nu(R)_\infty^T = 16\,510\,(1 - 2{,}695 \,.\, 10^{-5}\,T - 3{,}689 \,.\, 10^{-7}\,T^2).$$

Ces résultats sont qualitativement conformes aux théories de Radkowski et Fan [3], [4].

D'autre part, Gross a trouvé pour la fréquence infrarouge propre de Cu_2O [5],

$$\nu_{IR} = 1100 \text{ cm}^{-1},$$
$$\nu(V)_\infty - \nu(J)_\infty = 1056 \text{ cm}^{-1},$$
$$\nu(J)_\infty - \nu(R)_\infty = 1030 \text{ cm}^{-1}.$$

On est conduit à représenter les trois séries par une formule

$$\nu_k = \nu_\infty - \frac{R'}{k^2} \pm p\,\nu_{IR} \qquad (p \text{ et } k \text{ entiers}).$$

Il est délicat de préciser laquelle des trois séries est la série fondamentale. La série verte est la plus intense, mais elle comporte des raies larges attestant ainsi une interaction très forte avec le réseau [6]. Il n'est par ailleurs pas certain que la transition p = 0 soit la plus intense.

[1] Nikitine S., Perny G. et Sieskind M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 67 et 1987.
[2] Nikitine S., Mme Couture L., Sieskind M. et Perny G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1786.
[3] Radkowski A. — *Phys. Rev.*, 1948, **73**, 749.
[4] Fan H. Y. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 900.
[5] Gross E. F. et Karryev N. A. — *Doklady U. R. S. S.*, 1952, **75**, 47; 1952, **84**, 47 et 261.
[6] Gross E. F. et Zakharchenya B. P. — *Doklady U. R. S. S.*, 1953, **90**, 745; 1953, **92**, 265.

(*) 13. — Recherches sur les spectres de divers semi-conducteurs ;

par M. S. Nikitine, Mme L. Couture, MM. G. Perny et M. Sieskind,
Institut de Physique de Strasbourg
et Laboratoire Aimé Cotton de Bellevue.

Les spectres de divers semi-conducteurs ont été étudiés. Nos observations semblent être en faveur de spectres non hydrogénoïdes dans la plupart des cas étudiés, mais nos résultats ne sont pas encore définitifs.

Pour HgI_2, nous avons observé une raie très intense au voisinage d'un palier d'absorption de plus courte longueur d'onde; le début de ce palier comporte peut-être plusieurs raies fines et rapprochées [1].

PbI_2 présente à la température de l'azote liquide pour $\lambda = 4942$ Å une belle raie assez large (40 Å) et assez éloignée de tout palier. Il n'est pas impossible que cette raie possède une structure fine.

Pour HgS et $PbCrO_4$, les résultats sont encore confus, mais il semble que ces deux corps présentent aussi des spectres de raies.

Nous n'avons pas pu observer de raies pour les différents oxydes de plomb.

Les expériences sur les deux premiers composés sont à un stade avancé et les résultats seront publiés sous peu. Pour les autres corps, les études sont à un stade d'expériences préliminaires.

[1] Nikitine S., Mme Couture L., Sieskind M. et Perny G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1786.

(*) 14. — L'ordre des lacunes dans la pyrrhotine ;

par M. E. F. Bertaut,
Laboratoire d'Électrostatique
et de Physique du Métal, Institut Fourier, Grenoble

La pyrrhotine Fe_7S_8 est le terme final de la série de sulfures allant de la composition stoechiométrique FeS jusqu'à celle de $FeS_{1,14}$. C'est le type d'une structure lacunaire ordonnée à la température ordinaire [1]. Son ferrimagnétisme est dû à ce que dans la structure alternent des plans denses et des plans lacunaires d'atomes de fer (Néel, [2]). L'arrangement des atomes de fer dans les plans lacunaires ressemble beaucoup à celui des ions Fe^{3+} de Fe_2O_3-α dans les plans perpendiculaires à l'axe ternaire.

L'énergie électrostatique de stabilisation, c'est-à-dire la différence entre l'énergie électrostatique de l'état ordonné et de l'état complètement désordonné est considérable, de 14 à 22 eV, soit de 230 à 500 kcal par molécule de Fe_7S_8, selon le modèle envisagé pour la répartition des Fe^{3+} dans $Fe_7S_8 = L\,Fe_5^{2+}Fe_2^{3+}S_8^{2-}$ (L = lacune). On en conclut que *les lacunes sont en général ordonnées dans les composés non stoechiométriques*. Cette prévision a été récemment vérifiée pour les composés $Mg_6^{2+}Mn^{4+}O_8$ [3] et $Cu_6^{2+}Pb^{4+}O_8$ [4].

Une autre conclusion est celle que l'état complètement désordonné n'est guère possible et qu'un considérable ordre à courte distance doit persister. Sans cela la disparition de l'ordre à longue distance des lacunes, constatée aux rayons X peu au-dessus de la température de Curie, serait inexplicable.

[1] Bertaut E. F. — *Acta Crystallographica*, 1953, **6**, 557; *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 1295.
[2] Néel L. — *Rev. Mod. Physics*, 1953, **25**, 58.
[3] Kasper J. S. et Prener J. S. — *Acta Crystallographica*, 1954, **7**, 246.
[4] Kasper J. S. et Christ C. L. — *J. Chem. Phys.*, 1953, **21**, 1897.

15. — Relations entre la phosphorescence et la physique des semi-conducteurs;

par M. D. Curie,
Laboratoire de Luminescence, P. C. B.,
Faculté des Sciences, Paris.

Les cristaux phosphorescents anorganiques « conventionnels » (du type ZnS, CdS, etc.) ne sont autres que des semi-conducteurs. Aux méthodes générales d'étude de la structure des semi-conducteurs viennent s'ajouter d'autres méthodes liées à la luminescence. Les problèmes étudiés peuvent être rangés en trois classes :

1° Position et nature des niveaux électroniques (bandes, centres et pièges, états de surface) : énergie d'activation de conductibilité, pouvoir thermoélectrique, spectres d'émission et d'excitation, thermoluminescence et déclin de la phosphorescence;

2° Déplacement des électrons et des trous dans le cristal : conductibilité, photoconductibilité, effet Hall, effet photomagnétoélectrique, cinétique de la luminescence, électroluminescence;

3° Transitions entre niveaux, transferts d'énergie et transitions sans émission.

Comparant les résultats fournis par ces différentes méthodes, on aboutit souvent à un recoupement, mais parfois aussi à d'apparentes contradictions, qu'on a tenté d'expliquer en précisant les limites de validité des différents mécanismes ou modèles théoriques qui ont été proposés. On a surtout discuté les points suivants :

1° Nature des centres — suivant le modèle des courbes de configuration — et des pièges — suivant le modèle hydrogénoïde pour les pièges peu profonds et le modèle de niveaux localisés au voisinage du luminogène pour les pièges responsables de la phosphorescence visible; — les pièges et les centres dans ZnS d'une part, dans Ge et Si d'autre part;

2° Influence des défauts sur le déplacement des électrons de conductibilité, révélée par la cinétique de la phosphorescence : ces électrons se déplacent d'autant mieux qu'ils sont plus rapides; d'où une cinétique plus voisine du type « monomoléculaire » s'ils sont lents, du type « bimoléculaire » s'ils sont rapides. Cette influence des défauts est moindre dans Si et Ge, qui constituent des cristaux plus parfaits que ZnS;

3° Transitions sans émission : la nécessité d'absorber (ou d'émettre) 150 phonons pour le passage de bande à bande dans ZnS pose la question de l'existence de niveaux intermédiaires entre les bandes, qui ne seraient pas des niveaux d'impuretés, mais des niveaux du cristal pur : « queues de bande », dont la théorie des bandes sous sa forme actuelle méconnaîtrait l'existence.

16. — Lumière de recombinaison sur le germanium (Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure);

présentée par M. O. Garreta,

Les processus possibles de recombinaison des porteurs minoritaires injectés en excès dans un semi-conducteur tel que le germanium sont nombreux. La recombinaison directe avec émission de phonons est très improbable. Celle avec émission d'un photon et d'un phonon, observée expérimentalement par Haynes et Briggs [1] et Newman [2], ne correspond qu'à une faible proportion du phénomène total. Un dernier processus est celui de la recombinaison par l'intermédiaire de pièges situés dans la bande interdite (Shockley et Read [3]).

Sur la suggestion de M. Aigrain, M. Benoit à la Guillaume, puis M. Després ont cherché à voir si, dans ce dernier cas, l'énergie était émise sous forme de photons qui se trouveraient à des longueurs d'onde supérieures à 2,5 μ. Ils ont trouvé de la lumière émise dans la bande 2,5-6 μ (limite de sensibilité du détecteur utilisé). L'analyse spectrale ne montre pas de raies bien définies. Une émission purement thermique est à rejeter à la suite d'expériences faites à la température de l'azote liquide. Plusieurs explications possibles de la forme d'émission trouvée ont été proposées. Elles sont en cours de vérifications expérimentales.

[1] Haynes J. R. et Briggs H. B. — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1952, **27**, 14.
[2] Newman R. — *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 1311.
[3] Shockley W. et Read W. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 835.

(*) **17. — Diffusion des porteurs par les impuretés ionisées dans les semi-conducteurs;**

par MM. P. Baruch et P. Nozières,
Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure.

1. Le calcul de la diffusion des porteurs par les impuretés ionisées et de la contribution de ce phénomène à la mobilité et à la conductibilité des semi-conducteurs a été fait de façon classique par E. M. Conwell et V. Weisskopf [1] dans le cas le plus simple, en supposant les ions d'impuretés répartis aux nœuds d'un réseau et en prenant comme potentiel perturbateur un potentiel coulombien coupé à la moitié de la distance entre deux ions d'impuretés [2]. Cette nécessité de couper le potentiel en moitiés est due à la divergence des intégrales dans ce cas, signifiant que des ions très éloignés continuent à donner une diffusion non nulle.

2. On peut reprendre ce calcul en se débarrassant des hypothèses précédentes en supposant les ions d'impuretés répartis au hasard; au lieu du potentiel coulombien pur, on prendra un potentiel en $e^{-\alpha r}/r$ représentant l'effet d'écran dû aux charges mobiles. Enfin, le calcul pourra être pris de façon quantique.

3. La diffusion élastique fait passer l'électron (ou le trou) de l'état caractérisé par le vecteur d'onde $\vec{k}_0$ à l'état $\vec{k}_j$, avec

$$|\vec{k}_j| - |\vec{k}_0| = \frac{mv_0}{\hbar}.$$

L'élément de matrice de la transition est

$$U_{0j} = \int e^{-i(\vec{k}_0 - \vec{k}_j)\vec{r}}\, V(r)\, d\tau,$$

où $V(r)$ est le potentiel perturbateur global dû à tous les ions d'impuretés. U_{0j} est, on le voit, la transformée de Fourier de $V(r)$. La probabilité de transition est proportionnelle à $|U_{0j}|^2$ qui, par le théorème de Wiener-Khintchin, est égale à la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation de $V(r)$. Étant donnée la répartition aléatoire des ions d'impuretés, cette quantité est égale à la somme des transformées du potentiel $v(r)$ dû à chaque ion individuel, c'est-à-dire à N_I fois le terme dû à chaque ion, N_I étant la densité des impuretés.

4. Le potentiel $v(r)$ s'obtient en écrivant à la fois l'équation de diffusion pour les porteurs libres et l'équation de Poisson. Dans le cas où il n'y a pas dégénérescence du gaz électronique, ce calcul est identique à celui de Debye dans les électrolytes, donnant un potentiel en $e^{-\alpha r}/r$ avec

$$\alpha^2 = \frac{4\pi e^2 n}{\varepsilon k T},$$

où ε est la constante diélectrique du semi-conducteur, n le nombre d'électrons (dans le cas d'un spécimen de type n, où l'on néglige les trous).

5. On trouve alors facilement la probabilité de transition et le temps de relaxation τ s'obtient en intégrant celle-ci dans tout l'espace des $\vec{k}$, après pondération par $(1 - \cos\theta)$, où θ est l'angle entre $\vec{k}_0$ et $\vec{k}_j$ [2]

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi e^4 N}{\varepsilon^2 m^2 v_0^3}\left(\log\frac{2+\beta}{\beta} - \frac{2}{2+\beta}\right),$$

avec

$$\beta = \frac{2\pi}{\varepsilon k T}\,\frac{n e^2}{|\vec{k}_0|^2}$$

et, pour la mobilité μ_i,

$$\frac{1}{\mu_i} = \frac{N \pi^{\frac{3}{2}} e^3 m^{\frac{1}{2}}}{2^{\frac{7}{2}} \varepsilon^2 kT^{\frac{3}{2}}}\left[\log(1+\zeta) - \frac{\zeta}{1+\zeta}\right],$$

avec

$$\zeta = \frac{6}{\pi}\,\frac{\varepsilon m (kT)^2}{n \hbar^2 e^2},$$

expression qui diffère de celle de Conwell-Weisskopf par le terme entre crochets. Ce résultat a été trouvé indépendamment par Herring et Brooks et publié sans démonstration par E. M. Conwell [3] qui l'a utilisé pour discuter le résultat de mesures faites sur le germanium.

6. La diffusion par les impuretés est utilisée pour mesurer à basse température le nombre d'impuretés ionisées, difficile à atteindre par d'autres procédés, surtout dans le cas de spécimens presque compensés. Or on peut voir que, pour ce cas, l'application de la formule de Conwell-Weisskopf donne de ce nombre des valeurs toujours trop grandes par rapport à celles obtenues par la formule ci-dessus.

7. Tous les résultats précédents ont été obtenus en supposant non dégénéré le gaz électronique. Dans le cas de dégénérescence, seul change le calcul de la distance d'écran : la relation de diffusion d'Einstein n'est plus valable, remplacée par une relation plus compliquée, la suite des calculs peut se poursuivre de façon analogue.

[1] Conwell E. M. et Weisskopf V. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 388.
[2] Shockley W. — Electrons and holes in semiconductors, New York, 1950, p. 258.
[3] Debye P. et Conwell E. M. — *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 693.

18. — Influence de la valeur finie de la longueur d'onde sur le spectre de vibration des cristaux cubiques ;

par M. J.-P. Mathieu.

La longueur des ondes élastiques qui produisent l'absorption infrarouge ou la diffusion Raman dans un cristal parfait est grande devant les dimensions de la maille, mais non pas infinie comme on le suppose souvent. Il en résulte que, lorsque la vibration portée par ces ondes produit une polarisation diélectrique de la maille, la fréquence de cette vibration, qui serait ν_s pour une longueur d'onde infinie, prend en principe une valeur différente, ν_l ou ν_t, selon que l'onde est longitudinale ou transversale. Entre ν_s, ν_l et ν_t existent, dans un milieu isotrope, les relations établies par Fröhlich [1]. L'absorption infrarouge fournit la fréquence ν_t. Dans la même région spectrale, la formule de dispersion de Drude donne ν_t, celle de Lorentz-Lorenz ν_s [2]. La réflexion dans les régions d'absorption est reliée à ν_t et à ν_l [3]. Enfin, la diffusion Raman donne ν_t et ν_l pour les cristaux piézoélectriques [4]. Ces prévisions ont pu être vérifiées dans le cas de NaCl, KCl, ZnS.

[1] Fröhlich H. — Theory of Dielectrics, Oxford, 1950.
[2] Mathieu J.-P. — *Suppl. Nuovo Cimento*, 1954.
[3] Haas C. et Mathieu J.-P. — *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 492.
[4] Couture L. — *Bull. Soc. fr. Min.*, 1954, **77**, 892.

(*) 19. — L'agitation thermique des atomes dans les cristaux et la diffusion des rayons X : le cas du sodium ;

par M. H. Curien,
Laboratoire de Minéralogie,
Faculté des Sciences, Paris.

Les photons X incidents échangent avec les ondes d'agitation thermique énergie et quantité de mouvement. L'étude des photons émergents permet donc en principe de décrire l'ensemble des ondes qui se propagent spontanément dans un cristal [1]. Mais le passage univoque des mesures expérimentales de diffusion des rayons X aux ondes et aux constantes de forces atomiques, n'est possible que dans le cas où le pouvoir diffusant du *premier ordre* (correspondant à l'interaction d'un photon avec une *seule* onde) est largement prépondérant.

C'est le cas des cristaux à des températures éloignées du point de fusion (par exemple, le fer à température ordinaire [2]).

Au contraire, près du point de fusion (par exemple, pour le sodium à température ordinaire) les pouvoirs diffusants du deuxième et du troisième ordres peuvent devenir supérieurs à celui du premier ordre et l'on ne peut plus atteindre les ondes et les constantes atomiques que par des calculs par approximations successives.

Dans le cas du sodium, on a calculé le spectre des fréquences à partir des constantes élastiques et l'on a montré que les résultats permettaient d'interpréter la diffusion en dehors des réflexions sélectives et l'affaiblissement des réflexions sélectives. On a pu discuter également, à propos du sodium, l'utilité et les inconvénients de la notion de température de Debye.

[1] LAVAL J. — *Bull. Soc. fr. Min. Crist.*, 1941, **64**, 137.
[2] CURIEN H. — *Bull. Soc. fr. Min. Crist.*, 1952, **75**, 197 et 343.

20. — Défauts cristallins et diffusion des rayons X ;

par M. P. OLMER.
École des Mines de Nancy.

L'auteur montre que, par une théorie tout à fait analogue à la théorie de la diffusion des rayons X en dehors des réflexions sélectives de Bragg par les ondes d'agitation thermique, de M. J. Laval, il est possible de résoudre le désordre le plus général d'un cristal, comportant N mailles de g atomes, en 3 Ng ondes de perturbation, ayant chacune leur amplitude, leur longueur d'onde et leur phase.

Pour une position du pôle de diffusion, dans le réseau réciproque, seules quelques-unes de ces ondes interviennent dans le calcul de l'intensité diffusée; ainsi de proche en proche il doit être possible, par des mesures photométriques, d'établir le spectre des ondes de perturbation et d'en tirer des conclusions sur le désordre du cristal.

L'auteur donne quelques applications qualitatives de cette théorie, notamment au cas du diamant et de la wurtzite.

Enfin, il termine par une étude rapide de la classification et de la systématique des 512 types de désordres, pouvant exister dans les cristaux.

21. — Étude de la diffusion Rayleigh dans les cristaux ;

par M. J. CHAPELLE et Mlle L. TAUREL,
Centre d'Études cristallographiques,
Faculté des Sciences de Nancy.

Nous nous sommes proposé l'étude de la diffusion de la lumière dans les cristaux par les ondes d'agitation thermique (diffusion moléculaire), en lumière incidente et diffusée polarisée. Il est possible de séparer la diffusion moléculaire (proportionnelle à la température absolue) de la fausse diffusion (supposée indépendante de la température) en travaillant en fonction de la température. Nous utilisons comme récepteur une cellule à multiplicateurs d'électrons et comme source une lampe à vapeur de mercure sous pression.

Les résultats sont les suivants :

1. *Étude du quartz.* — La théorie continue constitue une bonne approximation pour le calcul des intensités diffusées par les diverses composantes.

L'intensité absolue de diffusion a été recherchée par comparaison à la diffusion du benzène. Nous trouvons un facteur de Rayleigh du benzène voisin de celui qui a été mesuré par les chercheurs de l'école de Cabannes.

2. *Étude du chlorure de sodium.* — Mise en évidence sur un cristal d'une variation de diffusion en fonction de la température, environ 20 fois plus grande que ne le prévoit la théorie.

L'étude en fonction de la température est nécessaire mais elle doit s'accompagner d'une méthode qui élimine la fausse diffusion.

22. — Les problèmes les plus importants abordés cette année au cours de divers congrès consacrés aux défauts de réseau dans les corps cristallisés ;

par M. P. AIGRAIN,
Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure.

SÉANCES DES 18 ET 19 NOVEMBRE 1954.

A l'occasion du 20e Anniversaire de la Découverte de la Radioactivité artificielle par Frédéric et Irène Joliot-Curie, la Faculté des Sciences de Paris et la Société française de Physique ont organisé une série de conférences.

Voici les titres de ces conférences qui seront publiées au *Journal de Physique*.

1. — L'aspect historique de la découverte de la radioactivité artificielle ;

par M. S. ROSENBLUM,
Directeur de recherches
au Centre National de la Recherche Scientifique.

2. — La radioactivité artificielle et la Physique ;

par M. R. O. FRISCH,
Professeur à l'Université de Cambridge (Angleterre).

3. — La radioactivité artificielle et la Chimie ;

par M. F. A. PANETH,
Directeur de l'Institut de Chimie Max Planck
de Mayence (Allemagne).

4. — La radioactivité artificielle et la Biologie ;

par M. M. TUBIANA,
Professeur agrégé des Facultés de Médecine.

M. LE PRÉSIDENT de la Société française de Physique a ensuite présenté les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il a été immédiatement statué. En conséquence, ont été admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. AVAN (Jean), Stagiaire du Centre National de la Recherche Scientifique au Laboratoire de Physique de la Faculté des Sciences de Caen, présenté par MM. Schérer et Le Roux.

BADOZ (Jacques), Ingénieur E.P.C.I., 3, rue Weber, Paris (16e), présenté par MM. Lucas et Surugue.

BARUCH (Pierre), Agrégé de Physique, Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 30, rue Washington, Paris (8e), présenté par MM. Aigrain et Garreta.

BERGER (Francis), Ingénieur E.P.F., Société Ébauches, Neuchâtel (Suisse), présenté par MM. Volet et Marandon.

BLANC (Daniel), Assistant agrégé à la Faculté des Sciences de Lille, détaché au Laboratoire de Physique atomique et moléculaire du Collège de France, 1, place Marcellin-Berthelot, Paris (5e), présenté par MM. Magnan et Chanson.

CENTRE NATIONAL D'ÉTUDES DES TÉLÉCOMMUNICATIONS (Documentation 103), 3, avenue de la République, Issy-les-Moulineaux (Seine), présenté par MM. Kastler et Maréchal.

MM. CHAMPIER (Georges), Chef de travaux à l'École des Mines de Nancy, 15, place Carnot, à Nancy, présenté par MM. Chapelle et Olmer.

COHEN-HADRIA (Armand), Licencié ès sciences, Ingénieur E.S.E., Ingénieur-Docteur, 18, rue Parmentier, à Clamart (Seine), présenté par MM. Grivet et Pomey.

DESPUJOLS (Jacques), Ingénieur E.C.P., Chargé de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 24, rue de Téhéran, Paris (8e), présenté par M. Bauer et Mlle Cauchois.

DOLCE (Alexandre), Stagiaire de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 16, rue du Dauphiné, à Lyon (3e), présenté par MM. Mesnard et Uzan.

FREREJACQUE (Daniel), Élève de l'École Normale Supérieure, rue d'Ulm, Paris (5e), présenté par MM. Brossel et Steinberg.

FRIEDEL (Jacques), Ingénieur du Corps des Mines, Docteur ès sciences, 2, rue Gerbillon, Paris (6e), présenté par MM. Aigrain et Abelès.

GRANGE (Jean), Assistant à la Faculté des Sciences de Nancy, 2, rue de la Craffe, à Nancy, présenté par MM. Chapelle et Champier.

HAYNES (Sherwood Kinball), Professeur de Physique à Vanderbilt University, Nashville, Tenn. (U. S. A.), 18, rue de Richelieu, Paris (1er), présenté par MM. Rosenblum et Valadarès.

MM. LASCOUX (Jean Adrien), Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, Collège de France, 1, place Marcellin-Berthelot, Paris (5e), présenté par M. Lurçat et Mme Laberrigue-Frolow.

METZ (André), 55, avenue du Bois-de-Verrières, Antony (Seine), présenté par MM. Croze et L. de Broglie.

NEYRET (Georges), Ingénieur au Commissariat à l'Énergie Atomique, 2, rue de l'Amiral-Roussin Paris (15e), présenté par MM. F. Perrin et Berthelot.

NIKITINE (Serge), Maître de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 1, rue Richard-Brunck, à Strasbourg, présenté par M. Pluvinage et Mlle Serres.

RAMEIL (François), Ingénieur, 32, rue des Platanes, à Saint-Cloud (Seine-et-Oise), présenté par MM. Pomey et Grivet.

ROSSI (Angelo), Physicien, via Massena 21, à Milano (Italie), présenté par MM. Plovani et Marandon.

TZARA (Christophe), Ingénieur, 37, rue d'Alleray, Paris (15e), présenté par M. E. Cotton et Mme Farraggi.

UEBERSFELD (Jean), Ingénieur, 24, rue d'Aumale, Paris (9e), présenté par MM. Lucas et Combrisson.

VERNIER (Pierre), Ancien élève de l'École Normale supérieure, Agrégé de physique, Stagiaire de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 33 *bis*, rue Henri-Barbusse, Paris (5e), présenté par MM. Lallemand et Duchesne.

Mlle YUASA (Tosiko), Docteur ès sciences, Chargée de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 5, rue Herschel, Paris (6e), présentée par Mme Laberrigue-Frolow et M. Radvanyi.

SÉANCE DU 17 DÉCEMBRE 1954.

Présidence de M. KASTLER.

M. LE PRÉSIDENT présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. BAÏSSAS (Henri), Inspecteur général de l'Instruction publique, 11 *bis*, rue Villebois-Mareuil, Paris (17e), présenté par MM. Debiesse et Berthelot.

BAUMGARDT (Ernest), Docteur ès sciences, Chargé de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 1, avenue Aristide-Briand, à Cachan (Seine), présenté par MM. Arnulf et Andant.

COULON (Roger), Attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 9, sente Pillot, à Viroflay (Seine-et-Oise), présenté par MM. Vodar et Lacam.

M. Deutsch (Martin), Massachusetts Institute of Technology, Cambridge 39, Mass. (U. S. A.), présenté par M. Jean et Mme P. Benoist.

Mlle Gaultier du Marache (Jeanne), Chargée de maîtrise de conférences à la Faculté des Sciences de Besançon, 2, rue Charles-Nodier, à Besançon, présentée par MM. Duffieux et Maréchal.

M. Ouang (Te-Tchao), Docteur ès sciences, Chargé de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 2, rue de Furstenberg, Paris (6e), présenté par MM. Biquard et Uebersfeld.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Quelques progrès dans la technique infrarouge (1945-1954);

par M. J. Lecomte.

Depuis une dizaine d'années, les progrès de la technique pour l'étude du spectre infrarouge ont été considérables. Maintenant, l'obtention de spectres d'absorption, de réflexion, d'émission, etc. ne se heurte plus aux grandes difficultés qui avaient empêché pendant longtemps l'usage journalier de ce domaine dans des laboratoires non spécialisés. A côté de ces facilités, l'accroissement dans la précision des déterminations et l'extension des mesures vers de plus grandes longueurs d'onde ont été également le résultat de travaux relativement récents.

2. — Quelques idées nouvelles sur les champs de forces moléculaires;

par M. J. M. Larnaudie.

Afin d'interpréter les fréquences fondamentales de vibration des molécules, les théoriciens ont successivement admis plusieurs formes de potentiels : ceux-ci étaient dérivés d'abord de forces centrales, puis de forces de valence simples, c'est-à-dire limités aux seules actions entre atomes liés. Des termes d'interaction ont ensuite été introduits, mais on préfère actuellement utiliser un potentiel du type défini par Urey et Bradley, tenant compte des actions mutuelles entre atomes non directement liés. On admet également l'existence d'une variation de l'hybridation des orbitales de valence au cours des vibrations moléculaires.

3. — Relation entre certaines grandeurs relatives à une raie d'absorption infrarouge : intensité, largeur de raie, absorption spectrale correspondante. Mesures dans le cas de quelques gaz simples;

par Mme J. Vincent-Geisse.

L'absorption au centre d'une raie est fonction de l'intensité et de la largeur de cette raie. Le calcul fournit une relation entre ces grandeurs et la longueur et la pression du gaz absorbant. On en déduit une méthode de mesure des intensités et largeurs de raies et certaines remarques générales relatives aux résultats de ces mesures. Quelques valeurs numériques sont données dans le cas de gaz simples CO, NO, N_2O.

4. — Méthode rapide de détermination de l'activité spectrale des vibrations moléculaires, basée sur la théorie des groupes;

par M. C. Duculot

(présentée par M. J. Lecomte).

Jusqu'ici, il n'existait pas de méthode générale pour déterminer la nature des représentations, associées aux harmoniques des vibrations doublement et triplement dégénérées. Sans entrer dans des considérations théoriques — faute de temps — on donne quelques exemples de l'application pratique de ces principes.

SECTION D'OPTIQUE.

SÉANCE DU 12 NOVEMBRE 1954.

Cette séance a été consacrée à un compte rendu du Colloque tenu à Florence du 10 au 16 septembre 1954 sur les problèmes d'Optique moderne.

1. — Optique et théorie de l'Information;

par M. A. Blanc-Lapierre,

Professeur à la Faculté des Sciences d'Alger.

L'auteur donne une vue d'ensemble sur les rapports présentés au Symposium d'Optique de Florence à propos de l'application à l'Optique de la théorie de l'Information.

Dans une première partie, il schématise de façon très générale les principaux problèmes de la théorie de l'information :

a. Extraction de l'information d'un signal perturbé par un bruit (problème d'estimation);

b. Capacité d'une ligne;

c. Débit d'une source.

Il montre rapidement quels rapports existent entre la voie de communication en radioélectricité et la voie de communication optique.

Il passe ensuite en revue les communications présentées à Florence en les rattachant aux divers problèmes mis en lumière par ce qui précède.

A. *Questions d'estimation.* — On regarde *une* image et l'on veut en extraire toute l'information possible sur l'objet.

Le cas le plus simple est celui où il n'y a pas de « bruit optique ». Le seul problème est alors celui de

la fidélité. L'auteur indique un critère de fidélité proposé par E. H. Linfoot. Il résume la Communication de Mlle Gaultier du Marache sur la photographie, filtre de fréquences, et rappelle diverses tentatives de correction de la distorsion en amplitude due à la diffraction (rapport de A. Blanc-Lapierre et rapport de A. Maréchal et P. Croce). A. Blanc-Lapierre, M. Perrot et G. Péri ont indiqué des procédés permettant, dans certains cas, d'obtenir de l'information correspondant à des ondes spatiales habituellement éliminées par la diffraction.

L'estimation du signal en présence du bruit a donné lieu à un rapport de P. Fellgett qui a appliqué la théorie de Woodward et Davis à la détermination des vitesses radiales d'étoiles.

B. *La capacité d'une ligne optique en présence du bruit* a été étudiée dans les rapports de A. Blanc-Lapierre, de E. H. Linfoot et de G. Toraldo di Francia. Dans les deux premiers rapports, on suppose le bruit indépendant du signal. G. Toraldo di Francia a eu l'idée intéressante d'examiner la possibilité d'une liaison entre le bruit et le signal.

C. *Les propriétés statistiques des images optiques considérées comme des sources stochastiques* ont été étudiées par G. Toraldo di Francia et M. T. Zoli.

Enfin M. Duffieux a soulevé des problèmes généraux relatifs à l'application à l'Optique de la théorie de l'Information et M. Ingelstam a brossé une large fresque sur les différents types d'information en Optique.

2. — Problèmes rétiniens;

par M. Y. Le Grand.

Les principales contributions ont été les suivantes : Arnulf, Mlles Dupuy et Flamant : méthode objective pour l'étude des défauts du système optique de l'œil; Granit : effets centrifuges dans la rétine (c'est-à-dire possibilité d'effets rétiniens à provenance centrale); Rushton : variations de densité du pourpre rétinien mesurées à l'ophtalmoscope sur l'homme et l'animal pendant l'adaptation à l'obscurité (importante Communication qui a soulevé un grand intérêt); Wright : le rôle de la lumière diffusée dans les phénomènes d'éblouissement et de contraste; Mlle Flamant : contribution à l'étude des répartitions d'éclairement des images rétiniennes (par une ingénieuse méthode photographique); Aguilar et Otero : vision de nuit et unités rétiniennes; Ditchburn : influence des mouvements des yeux sur la vision (méthode de stabilisation de l'image rétinienne). En outre, dans la section télévision, des Communications de Boutry, Toraldo di Francia et Le Grand traitent de problèmes de vision des couleurs en connexion avec la technique de la télévision colorée.

3. — Systèmes anamorphoseurs. Perception du relief;

par M. A. Arnulf.

MM. Blaisse et Bouwers ont présenté une Communication concernant un système anamorphoseur afocal destiné à la prise de vues et à la projection sur grand écran, selon le procédé de H. Chrétien. Ce système se compose seulement de deux miroirs cylindriques, dont les axes sont situés dans un plan vertical, et fournit une excellente image dans la totalité du champ; il permet de corriger la courbure des lignes qui se produit lorsque la projection se fait sur un écran courbe, dans une direction inclinée sur l'écran.

Une autre Communication du Professeur Wright, Imperial College, à Londres, rappelle les facteurs très divers qui déterminent la perception de la profondeur, soit en vision monoculaire (perspective géométrique et aérienne, ombres, accommodation et variation des franges chromatiques bordant l'image, etc.), soit en vision binoculaire (relief stéréoscopique, convergence). Il attire l'attention sur le fait qu'une bonne perception du relief ne peut être obtenue que si la totalité des facteurs monoculaires et binoculaires conduit à des estimations identiques de la profondeur, cette perception disparaissant dès qu'un facteur contredit les autres. La plupart des procédés de cinématographie en relief sont encore loin de réaliser ces conditions idéales.

4. — Application des tubes conducteurs de lumière dans les instruments d'optique;

par M. M. Françon.

A.C.S. van Heel, Hopkins et Kapany ont utilisé des tubes pleins en verre ou en matière plastique pour transporter des images. La lumière qui pénètre à un bout d'un de ces tubes est conduite à l'autre bout par les réflexions totales. Si l'on prend une série de tubes fins rassemblés et que l'on projette une image à l'entrée du faisceau, on retrouve à la sortie la même image. Chaque tube analyse une très petite portion de l'image et transporte la lumière à l'autre extrémité. Si les tubes sont suffisamment fins, la restitution de l'image est excellente.

Nous avons nous-même appliqué ce principe à la construction d'un photomètre pour la microscopie. Un tube de matière plastique conduit la lumière de la lampe d'éclairage à l'oculaire du microscope : la même lampe sert à éclairer la préparation et la plage de comparaison afin d'éviter tout système de stabilisation.

5. — Projecteurs pour ondes courtes;

par M. A. Maréchal.

M. Toraldo di Francia et ses élèves ont présenté de nombreux systèmes optiques susceptibles de servir de collimateurs à ondes courtes : ils sont généralement constitués par deux surfaces métalliques emboîtées l'une dans l'autre, l'ensemble étant de révolution autour d'un axe et présentant éventuellement des lignes de brisure (comme, par exemple, la ligne d'intersection de la calotte d'un casque et de la partie évasée). Sur cette ligne de brisure, les ondes subissent une « conflexion » dont l'influence sur l'optique géométrique du système a été étudiée en détails.

6. — Surfaces asphériques ;

par M. J. Demarcq.

Les machines, présentées à Florence et destinées à la réalisation de surfaces asphériques, ont été :

a. La machine type Descartes utilisée à l'Institut d'Optique. Comme la machine des Établissements Carl Zeiss décrite par Franck Twyman (*Rev. Opt.*, 1947, **26**, 461), elle consiste à roder finement une lentille sur une gouttière rectifiée au profil convenable.

Le profil de la gouttière est donné par un dispositif de reproduction comportant came, réducteur à leviers et outil à pointe diamantée.

Le rodage du verre se fait sur la gouttière métallique chargée d'abrasif humide libre. Le polissage du verre est fait sur polissoir souple.

b. La machine expérimentale en essais à l'Imperial College de Londres (travaux de M. K. W. Brittan). C'est le principe de la machine précédente, mais la gouttière est supprimée.

Une meule diamantée A (*fig.* 1) est montée sur un axe horizontal supporté par un chariot. La pièce à travailler C est montée sur une poupée de tour fixée à un chariot de machine D.

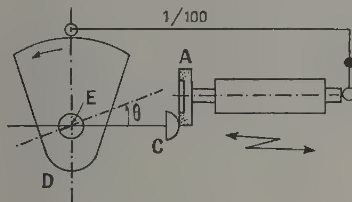


Fig. 1.

D peut tourner autour du pivot E. Pour une rotation angulaire θ de la pièce C, l'outil est avancé par un système came-bras de levier d'une quantité $d = f(\theta)$. Ces écarts d sont donc inscrits directement sur le verre C.

L'auteur insiste sur les modes d'assemblage permettant d'éliminer au maximum les flexions et imprécisions mécaniques. Il conclut en signalant que la machine peut tailler des surfaces dont les variations brusques du profil pourraient être de 0,03 μ environ et les variations lentes de 0,1 à 0,15 μ. Les études sur cette machine sont toujours en cours.

c. La troisième machine est une modification de la machine *a* dans laquelle l'ensemble de rectification came-bras de levier est remplacé par un système de génération d'ellipsoïde.

Le théorème appliqué est le suivant :

La projection orthogonale d'un cercle sur un plan est une ellipse.

La pointe diamantée décrit un cercle de rayon a autour d'un axe incliné d'un angle α sur l'axe de rotation de la gouttière à rectifier. L'ellipse projetée et taillée est de la forme

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1, \qquad \text{avec} \quad b = a \cos\alpha.$$

Il suffira après coup de roder le verre sur la gouttière.

Cette méthode a été employée pour usiner des verres de lunettes. Ces verres étaient destinés à des opérés de la cataracte très astigmates. Le polissage est fait sur polissoir souple.

M. R. E. Hopkins rappelle une méthode d'usinage de lentilles en matière plastique directement au tour à l'aide d'un outil diamanté conduit par une came avec un rapport de réduction très grand. Résultats appliqués à la télévision.

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE.

SÉANCE DU 10 DÉCEMBRE 1954.

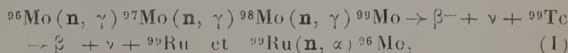
(*) 1. — Le neutrino et la formation de technétium dans certaines étoiles ;

par M. E. Nahmias,
Physique et Chimie nucléaires du Collège de France.

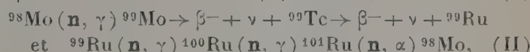
Le technétium ($Z = 43$) a été découvert au laboratoire comme produit de fission de l'uranium. On en connaît une douzaine d'isotopes, tous radioactifs. Ceux ayant les périodes les plus longues sont le ^{97}Tc, de 1000 ans, et le ^{99}Tc, de 212 000 ans (β^-; $E_{\text{max}} = 300$ keV). Ce dernier comporte un état métastable ^{99}Tc^{m}, de 6 h de période, qui émet un photon de 140 keV.

Les recherches de sa présence dans les minerais terrestres et météoriques ont donné jusqu'ici des résultats [1] négatifs ou douteux. Par contre, on a découvert les raies [2] du Tc dans le spectre solaire [3] et dans celui de R Andromède [4]. L'abondance [5] du Tc dans ces deux étoiles serait comparable à celles du Mo, du Ru, du Zr et du Nb (1).

On examine, après Greenstein [6], les possibilités de cycles nucléaires fermés capables de produire du Tc dans ces étoiles. On peut avoir



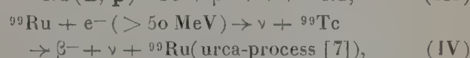
$$^{96}\text{Mo}(\mathbf{n}, \gamma)\,^{97}\text{Mo}(\mathbf{n}, \gamma)\,^{98}\text{Mo}(\mathbf{n}, \gamma)\,^{99}\text{Mo} \to \beta^- + \nu + {}^{99}\text{Tc} \to \beta^- + \nu + {}^{99}\text{Ru} \quad \text{et} \quad {}^{99}\text{Ru}(\mathbf{n}, \alpha)\,^{96}\text{Mo}, \qquad (\text{I})$$



$$^{98}\text{Mo}(\mathbf{n}, \gamma)\,^{99}\text{Mo} \to \beta^- + \nu + {}^{99}\text{Tc} \to \beta^- + \nu + {}^{99}\text{Ru} \quad \text{et} \quad {}^{99}\text{Ru}(\mathbf{n}, \gamma)\,^{100}\text{Ru}(\mathbf{n}, \gamma)\,^{101}\text{Ru}(\mathbf{n}, \alpha)\,^{98}\text{Mo}, \qquad (\text{II})$$



$$^{99}\text{Ru}(\mathbf{n}, \mathbf{p})\,^{99}\text{Tc} \to \beta^- + \nu + {}^{99}\text{Ru}, \qquad (\text{III})$$



$$^{99}\text{Ru} + e^-(> 50\ \text{MeV}) \to \nu + {}^{99}\text{Tc} \to \beta^- + \nu + {}^{99}\text{Ru}(\text{urca-process [7]}), \qquad (\text{IV})$$



$$^{99}\text{Ru} + e_k(22\ \text{keV}) \to \nu + {}^{99}\text{Tc} \to \beta^- + \nu + {}^{99}\text{Ru}, \qquad (\text{V})$$

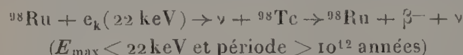


$$^{99}\text{Ru} + \nu \to \beta^+ + {}^{99}\text{Tc} \to \beta^- + \nu + {}^{99}\text{Ru}. \qquad (\text{VI})$$

(1) *Note ajoutée sur épreuve.* — MM. Greenstein et de Jager m'informent que si la présence de Tc dans le spectre solaire est douteuse, elle est par contre indiscutable dans certaines étoiles S.

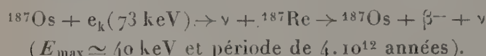
Il est pas exclu que la technétium stellaire soit un produit de fission. Son abondance, dans ce cas, serait très inférieure à celle des éléments voisins, Ru, Mo, etc.

Les réactions (I), (II), (III) et (IV) nécessitent des températures de plus de 10^{11} degrés et des courants de convection qui amèneraient, assez fréquemment et sans catastrophe astronomique, le ^{99}Tc formé au centre de l'étoile vers l'atmosphère de celle-ci. Ces deux conditions ne peuvent être envisagées ni pour le Soleil ni pour R Andromède. La réaction (V) ne peut pas donner du ^{99}Tc dont $\gamma + \beta = 440$ keV, alors qu'il n'y a que 22 keV de disponible. On peut supposer l'existence d'un Tc de très longue vie, le 98 par exemple qui serait formé par capture K, dans ^{98}Ru, suivant le cycle fermé



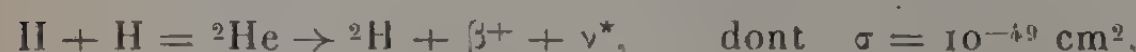
$$^{98}\text{Ru} + e_k(22\text{ keV}) \to \nu + {}^{98}\text{Tc} \to {}^{98}\text{Ru} + \beta^- + \nu$$
$$(E_{\max} < 22\text{ keV et période} > 10^{12}\text{ années})$$

analogue à la réaction connue :



$$^{187}\text{Os} + e_k(73\text{ keV}) \to \nu + {}^{187}\text{Re} \to {}^{187}\text{Os} + \beta^- + \nu$$
$$(E_{\max} \simeq 40\text{ keV et période de } 4.10^{12}\text{ années}).$$

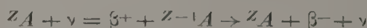
On devrait alors observer sur Terre et sur les astres une abondance du ^{98}Tc comparable à celle que l'on observe pour ses voisins Mo et Ru. Ceci n'étant pas le cas, cette hypothèse ne peut être retenue. On propose finalement la réaction β-inverse (VI) dont les neutrinos doivent avoir une énergie supérieure à 1,8 MeV. Ces neutrinos seraient produits dans des réactions de capture de neutrons donnant naissance à des radioéléments β^- en n'importe quel point de l'astre. Cette réaction n'exige donc ni haute température ni courants de convection. Sa section [8] serait de l'ordre de 10^{-44} cm² qui n'est pas tellement plus faible que celle envisagée pour le cycle thermonucléaire :



$$\text{H} + \text{H} = {}^2\text{He} \to {}^2\text{H} + \beta^+ + \nu^*, \qquad \text{dont} \quad \sigma = 10^{-49}\text{ cm}^2,$$

mais [9] qui est compensée par l'abondance 10^{11} fois plus grande de l'hydrogène sur le ruthérium.

Toutefois, le nombre de plus en plus croissant des neutrinos dans l'univers et les chances négligeables qu'ils ont de perdre de l'énergie par un autre processus rendent probablement la réaction du type général



$$^{Z}A + \nu = \beta^+ + {}^{Z-1}A \to {}^{Z}A + \beta^- + \nu$$

possible dans les astres. Le ^{147}Pm, de 4 ans de période, autre produit de fission, pourrait également être formé dans les étoiles suivant une réaction semblable :



$$^{147}\text{Sm} + \nu = \beta^+ + {}^{147}\text{Pm} \to {}^{147}\text{Sm} + \beta^- + \nu.$$

[1] Herr W. — *Z. Naturf.*, 1954, 9 *a*, **10**, 907.
[2] Meggers W. F. et Scribner B. F. — *Nat. Bur. Stand.*, 1950, **45**, 476.
[3] Moore C. — *Science*, 1951, **114**, 59.
[4] Merrill P. — *Astrophys. J.*, 1952, **116**, 21.
[5] Hubenet H., de Jager C. et Zwaan C. — Processus nucléaires dans les astres. — *Soc. Roy. Sc. de Liège*, 1954, p. 478.
[6] Greenstein J. L. — *Idem.*, p. 331.
[7] Gamow et Critchfield. — Atomic nuclei, Oxford Univ. Press, 1949, p. 264.
[8] Bethe H. et Peierls R. — *Nature*, 1934, **133**, 689.
Reines R. et Cowan C. L. Jr. — *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 412 et 830.
Alvarez L. — *U. C. R. L.*, n° 328.
[9] Fowler W. A. — Processus nucléaires dans les astres, *Loc. cit.*, p. 88.

2. — Existence d'une particule Kμ ;

par MM. R. Armenteros, B. Gregory, A. Lagarrigue, L. Leprince-Ringuet, F. Muller et C. Peyrou,

Laboratoire de l'École Polytechnique.

Sur 38 000 photographies prises au Pic du Midi avec un appareil constitué de deux chambres de Wilson superposées, l'une (haut) dans un champ magnétique, l'autre (bas) renfermant 15 écrans de cuivre, 45 montrent l'arrêt de particules K ayant vécu de 10^{-9} à 5.10^{-9} s.

On établit l'existence, dans ce groupe de 45 évènements, d'une forte proportion (70 ± 20 pour 100) de particules positives, de masse mesurée 906 ± 27, se désintégrant suivant le schéma $K\mu^+ \to \mu^+\nu$, les secondaires μ ayant un parcours de $75{,}7 \pm 1{,}7$ g.cm^{-2} dans le cuivre. La vie moyenne du Kμ est d'environ 10^{-8} s.

Cette question a fait l'objet d'une étude parue au *Nuovo Cimento* (mars 1954) et qui sera complétée ultérieurement.

SÉANCE DU 28 JANVIER 1955.

(*) 1. — Spectromètre à neutrons par diffraction cristalline ;

par MM. J. M. Auclair, P. Hubert et G. Vendryès,

Service de Neutronique expérimentale, Commissariat à l'Énergie Atomique.

L'appareil décrit a été réalisé et mis en service au Centre d'Études nucléaires de Saclay. Il utilise un faisceau de neutrons sortant d'un collimateur qui traverse le mur de protection et le réflecteur de la pile. Un cristal placé sur le trajet du faisceau incident permet d'obtenir des neutrons monocinétiques dont l'énergie est fixée par la relation de Bragg.

La longueur du collimateur est de 240 cm et la hauteur 8 cm, la largeur qui est au maximum de 2 cm peut être réduite à volonté par introduction de coulisses.

Le cristal est supporté par un goniomètre commandé à distance. Le détecteur est monté sur un chariot roulant sur le sol et dont la position est déterminée par une méthode optique. La précision sur le repérage des angles est supérieure à 1'.

Les principaux cristaux utilisés jusqu'à présent sont LiF (par réflexion sur le plan 111), NaCl (par transmission sur les plans 200 ou 220) et Be (par transmission sur les plans 100 ou 110).

Le détecteur peut être soit un compteur proportionnel à BF_3, soit une chambre à fission.

Le bruit de fond est réduit par un blindage autour du détecteur, des fentes en carbure de bore qui définissent le faisceau réfléchi et un volet en cadmium utilisable pour l'étude des énergies supérieures à 0,6 eV.

Dans le domaine des basses énergies, l'appareil est limité vers 0,01 eV par les phénomènes de contamination tandis que, vers les énergies élevées, le manque

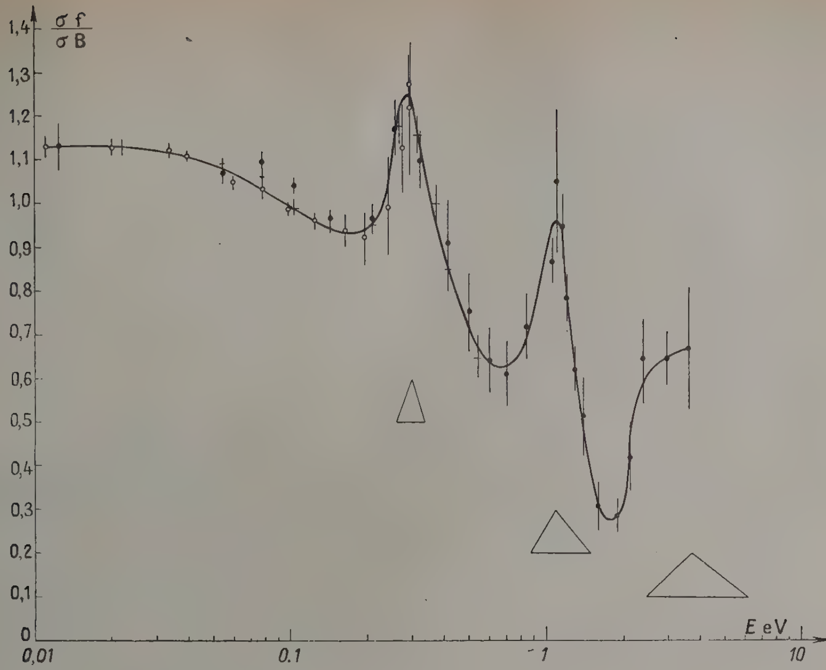


Fig. 1. — ^{235}U; ● NaCl 220, + NaCl 200, ○ LiF 111.

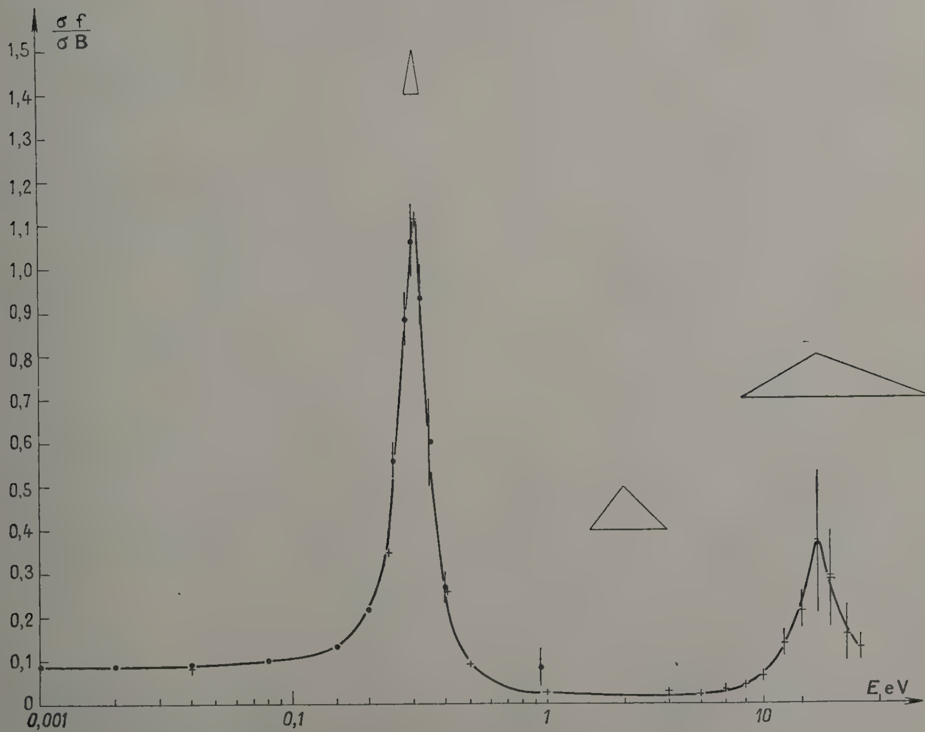


Fig. 2. — ^{239}Pu; ● LiF 111, + Be 100.

d'intensité limite les mesures vers 10 à 100 eV suivant le détecteur employé.

Mesures effectuées. — L'appareil a été consacré, jusqu'à présent, à des mesures de variation de section efficace de fission pour ^{235}U, ^{239}Pu, ^{233}U.

Le détecteur est alors constitué par une chambre d'ionisation à électrodes multiples contenant une ou plusieurs couches de matière fissile et un dépôt de bore qui sert de référence.

Les résultats obtenus dont certains ont été déjà publiés [1] sont représentés sur les figures 1, 2 et 3.

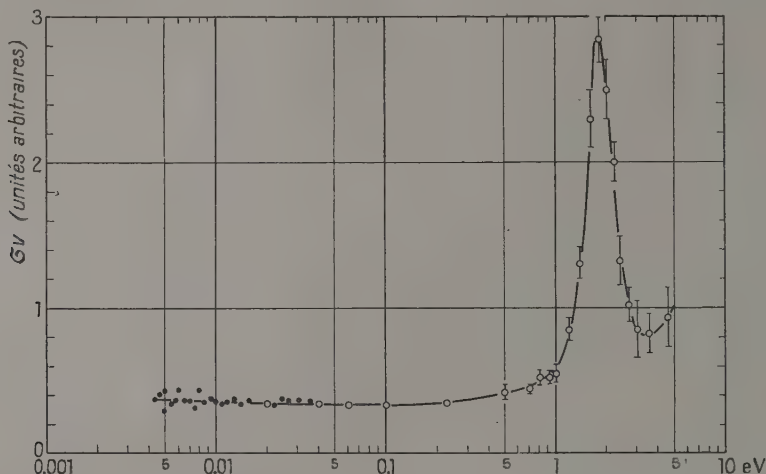


Fig. 3. — ^{233}U; o spectromètre à cristal (Be 100), • spectromètre à temps de vol.

Ils sont en accord avec ceux qui ont été obtenus à Saclay par une méthode de temps de vol [2].

On constate que les trois isotopes étudiés présentent des résonances de fission dont la connaissance peut faciliter l'établissement des projets de réacteurs.

[1] Hubert P., Vendryès G. et Auclair J. M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1873.
Vendryès G., Hubert P. et Auclair J. M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 1034.
[2] Galula M., Jacrot B. et Netter F. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 1128 et Communication privée.

2. — Contribution à l'étude des interactions des mésons μ de grande énergie avec la matière et problèmes annexes;

par MM. R. Maze et D. Kessler,
Laboratoire des Rayons Cosmiques,
École Normale Supérieure, Paris.

1. Présentation succincte des résultats obtenus jusqu'en été 1954 par d'autres chercheurs dans le domaine des interactions nucléaires des mésons μ au moyen de techniques diverses. Interprétation théorique de ces données expérimentales.

2. Nous avons étudié divers systèmes de compteurs en commençant par des arrangements très simples et nous avons analysé les résultats obtenus. Des expériences comparatives effectuées au niveau du sol aussi bien qu'à différents niveaux sous terre et également, dans un cas particulier, à l'Observatoire du Pic du Midi, nous ont permis de séparer la contribution des effets produits par la composante nucléaire (gerbes pénétrantes) de ceux produits par les mésons μ. Sans insister particulièrement sur l'étude de la composante nucléaire, nous avons cependant obtenu accessoirement quelques résultats confirmant ou complétant les résultats d'autres chercheurs : effet de transition des gerbes pénétrantes, absorption des primaires et des secondaires, multiplicité des gerbes. En ce qui concerne les effets des mésons μ, nous avons d'abord étudié le comportement des interactions électromagnétiques des mésons μ dans divers arrangements de compteurs, ces interactions électromagnétiques pouvant simuler des effets pénétrants dans certaines conditions. En particulier, nous avons montré que les probabilités de ces interactions ne sont pas statistiquement indépendantes comme cela est généralement admis. Les effets secondaires dépendent en effet de l'énergie du méson, ainsi que le montre l'accroissement relatif de ces effets avec la profondeur sous terre. Inversement, l'exigence d'un effet déterminé modifie le spectre des particules incidentes, parfois assez sensiblement. Nous avons mis en lumière le mécanisme de cet « effet de sélection » par une méthode de calcul tenant compte de toutes les interactions électromagnétiques connues (électrons de choc, radiation de freinage, création directe de paires d'électrons) et obtenu un bon accord avec les expériences.

3. Dans cette partie, nous avons traité plus particulièrement les interactions nucléaires des mésons μ. La connaissance approfondie des effets électromagnétiques nous a permis de mettre au point un montage de compteurs particulièrement adapté à l'étude des gerbes pénétrantes produites par les

mésons μ. Description des expériences effectuées au moyen de ce montage et analyse des résultats. Nous avons obtenu, sous 10 m d'équivalent d'eau sous terre, une section efficace de $(1{,}05 \pm 0{,}55).10^{-30}$ cm²/nucléon pour les gerbes d'au moins deux particules traversant 18,5 cm de plomb, et $(2{,}0 \pm 1{,}7).10^{-31}$ cm²/nucléon pour celles traversant plus de 36,5 cm de plomb. Une valeur un peu plus élevée a été obtenue à 65 m d'équivalent d'eau sous terre. Un calcul de l'efficacité de l'appareil nous a permis de remonter du spectre des multiplicités observées au spectre primitif qui est de la forme $(N-1)^{-a}$, avec $a \simeq 2$. Nous en avons tiré la conclusion que la section efficace photonucléaire devait rester sensiblement constante jusqu'à des énergies de l'ordre de 15 BeV.

SECTION SUD-OUEST.
(*Bordeaux.*)

SÉANCE DU 16 DÉCEMBRE 1954.

1. — Action du zinc et de l'amalgame de zinc sur les couches sensibles photographiques;

par Mlle S. Motte, MM. R. Lochet et J. Clastre.

Nos recherches sur l'hypersensibilisation des couches sensibles ont conduit à une étude détaillée de l'action du zinc et de son amalgame sur la plaque photographique.

Si, au voisinage immédiat d'une couche sensible, on place pendant quelques heures une lame de zinc dont la surface a été fraîchement décapée à la toile émeri, on observe, après développement, un voile important. Cet effet a été découvert par Colson [1] et étudié par Russell [2], [3] et par J. A. Reboul [4].

On peut se demander si, comme la vapeur de mercure [5], le zinc n'aura pas d'effet hypersensibilisateur sur les couches sensibles. Tous les essais faits dans ce sens ont montré que le voile dû au zinc s'ajoute simplement à celui dû à une lumination antérieure ou postérieure à l'action du zinc.

Nous avons alors essayé de préciser l'origine de l'action du zinc sur les couches sensibles.

Pour Russell, le voile est produit en dernière analyse par l'eau oxygénée qui prend naissance lors de l'oxydation lente du métal. Mais J. A. Reboul signale l'insuffisance de cette hypothèse dans le cas de l'or et du platine qui voilent aussi, très légèrement il est vrai, les couches sensibles : sous l'influence du rayonnement cosmique, les métaux émettraient un rayonnement secondaire (rayons X mous) pouvant soit impressionner directement la couche sensible, soit provoquer la formation d'eau oxygénée, l'effet chimique, c'est-à-dire la formation de l'eau oxygénée, restant prépondérant dans le cas du zinc.

Nous avons effectué une série d'essais qui prouvent que, pour le zinc, l'effet chimique intervient pratiquement seul sans qu'il soit possible de mettre en évidence l'action directe d'un rayonnement.

1° La moitié d'une plaque photographique a été trempée dans une solution aqueuse d'acide picrique, l'autre moitié dans l'eau pure. L'action du zinc est identique sur les deux moitiés de la plaque : il faut donc éliminer l'hypothèse d'un voile dû à un rayonnement ultraviolet qui prendrait naissance durant l'oxydation du zinc.

2° Essai identique avec le jaune de pinacryptol qui désensibilise les émulsions pour toutes les radiations autres que les rayons X : le zinc ne voile que la moitié non traitée par le jaune de pinacryptol. Expérience et résultat analogues avec l'acide chromique qui dissout l'image latente externe sans détruire l'image latente interne que donneraient les rayons X. Il n'y a donc pratiquement pas d'impression directe par les rayons X.

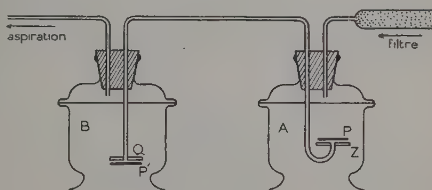


Fig. 1.

3° Les expériences suivantes montrent que l'agent voilant est bien une vapeur :

a. Si l'on fait circuler de l'air entre la couche sensible et une lame de zinc comportant une inclusion de laiton (inactif) de forme carrée avec deux côtés

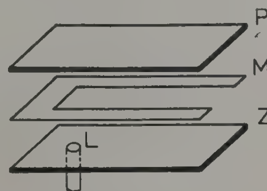


Fig. 2.

parallèles à la direction d'écoulement des gaz, on constate, après développement, qu'un carré clair se détache sur le voile, que sa limite est nette parallèlement au sens du courant gazeux, floue normalement au courant et déportée dans le sens du courant;

b. On peut voiler une plaque photographique au moyen d'un jet d'air ayant balayé une lame de zinc. Le montage est celui indiqué par la figure 1. L'air arrivant dans la cloche B a balayé la lame de zinc Z placée dans la cloche A, les deux cloches communiquant par une tubulure de 30 cm de long. Dans la cloche A, la couche sensible d'une plaque photographique P est séparée (*fig.* 2) de la plaque de zinc Z par une cale de mica M en forme de U de 0,3 mm d'épaisseur; l'air qui a balayé la lame Z et la couche sensible s'introduit dans l'orifice L

de la tubulure reliée à la cloche B. Dans la cloche B, dispositif analogue mais une lame de plexiglas Q remplace la lame de zinc. La circulation de l'air est obtenue par aspiration sur la cloche B au moyen d'une trompe à eau.



Fig. 3.

L'opération dure 24 h. Après développement de la plaque P, on observe nettement un voile dessinant la forme des filets gazeux (*fig.* 3); les densités les plus grandes correspondent aux vitesses les plus faibles. Sur la plaque P′ de la cloche B on observe l'impact du courant gazeux débouchant de la tubulure (*fig.* 4).

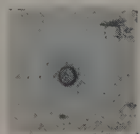


Fig. 4.

4° Parmi les expériences qui ont montré le parallélisme étroit entre les effets de cette vapeur et celui de l'eau oxygénée, nous rapporterons celle-ci :

Quatre types de plaques de chromatisations différentes donnent sous l'action du zinc et de l'eau oxygénée des effets de voile exactement parallèles, c'est-à-dire :

intenses pour la plaque non chromatisée;
très faibles pour des plaques orthochromatiques;
rigoureusement nuls pour la plaque panchromatique.

Tous ces résultats font apparaître comme hautement probable l'hypothèse chimique avec formation d'eau oxygénée.

Action du zinc amalgamé. — Une goutte de mercure est laissée pendant quelques minutes au contact d'une lame de zinc fraîchement décapée. La goutte enlevée, la plaque présente l'aspect schématique de la figure 5. La région A, brillante, correspond au contact mercure-zinc; la couronne B, mate, est due à la présence d'un amalgame cristallisé, à l'inverse de celui qui recouvre A, comme l'a montré une étude aux rayons X; au delà de B, dans la région C, la plaque a conservé l'aspect normal du zinc décapé.

Après un contact de 24 h avec une couche sensible et développement, on observe

a. le voile caractéristique du zinc décapé pour la partie en regard de la région C;

b. un voile plus prononcé dans la partie correspondant à la région centrale A;

c. un noircissement très intense qui reproduit la partie annulaire C.

On observe donc une exaltation de l'effet de voile lorsque le zinc est associé au mercure dans un composé cristallisé défini. Rappelons que le mercure pur ne voile pratiquement pas les couches sensibles.

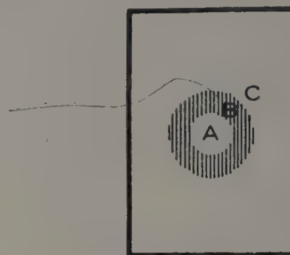


Fig. 5.

Si, après deux jours et sans décaper la plaque de zinc amalgamé, on répète l'expérience, on constate que l'effet de voile de l'amalgame en B n'a pas diminué d'intensité tandis que celui des parties A et C a presque disparu (*fig.* 6). L'amalgame défini



Fig. 6.

ne présente donc pas l'effet de fatigue qu'on explique par la formation d'une couche isolante d'oxyde de zinc.

[1] Colson R. — *C. R. Acad. Sc.*, 1896, **123**, 49.
[2] Russell W. J. — *Proc. Roy. Soc.*, 1897, **61**, 424.
[3] Russell W. J. — *Proc. Roy. Soc.*, 1898, **63**, 102.
[4] Reboul J. A. — *Thèse*, Paris, 1938.

(*) 2. — Fluctuations de température dans le tube d'une lunette astronomique;

par M. J. Rösch,
Observatoire du Pic du Midi.

Les résultats présentés dans une précédente Communication [1] ont incité à enregistrer simultanément :

la température extérieure;
la température dans la coupole (ouverte ou fermée);
la différence de température entre les deux extrémités du tube de la lunette.

Les deux premières données sont fournies par deux thermomètres enregistreurs d'un modèle météorologique courant; la troisième est donnée par un couple fer-cuivre, dont une soudure est placée à environ 10 cm derrière l'objectif, sur l'axe, et l'autre un peu en avant de la platine arrière du tube; ce

couple est relié à un galvanomètre à enregistrement sur papier photographique. Les trois appareils ont des constantes de temps notables et il n'est pas question de déceler des fluctuations rapides; au demeurant, l'échelle des temps, sur les enregistrements, est de 40 mm par jour pour les thermomètres, et 314 mm par jour pour le thermocouple. Par contre, on peut ainsi saisir l'allure générale des phénomènes et il s'avère que c'est là le point à éclaircir en premier lieu, avant d'étudier éventuellement des structures plus fines.

Les enregistrements obtenus pendant tout le mois d'avril 1954 mettent en évidence les propriétés suivantes :

Quand la coupole est fermée, pour des fluctuations de la température extérieure qui « hachent » la courbe sur une amplitude de l'ordre de 0,5°, le tracé de la température intérieure est lisse (irrégularités de moins de 0,1°) tant que la différence (positive) $t_{int} - t_{ext}$ ne dépasse pas 5 à 6°. Les irrégularités deviennent sensibles (0,1 à 0,2°) quand cette différence est de l'ordre de 7 à 8°. Dans la nuit du 5 au 6 avril, cette différence atteignant 11 à 12°, la température intérieure suit assez bien des variations de température extérieures de 1 à 3° se produisant en l'espace de 15 mn. Corrélativement, les fluctuations de la différence de température entre les deux extrémités du tube sont encore plus faibles (de l'ordre de 0,05° dans la nuit du 5 au 6 avril, inappréciables les autres jours).

Quand la coupole est ouverte, les fluctuations de la température intérieure reproduisent celles de la température extérieure avec une amplitude qu'on peut estimer, *grosso modo,* réduite de moitié pour des périodes de l'ordre de quelques minutes. Dans ce cas encore, les fluctuations de la différence de température entre les deux extrémités du tube sont beaucoup plus faibles, mais peuvent atteindre 0,3 à 0,4°, ce qui révèle un « régime » très différent de ce qu'il est lorsque la coupole est fermée.

Ces fluctuations dans le temps provoquent des hétérogénéités à l'intérieur du tube et, par suite, des effets d'agitation se produisent. Il est évident qu'elles ne les provoqueraient pas si l'équilibre de température s'établissait dans un temps très court. D'où l'idée, faute de pouvoir faire dans le tube un vide qui soumettrait l'objectif à une poussée rédhibitoire, de remplir le tube d'un gaz plus conducteur que l'air; seuls l'hydrogène et l'hélium sont à retenir à ce point de vue, et le premier étant éliminé en raison du danger d'explosion, seul l'hélium reste possible : c'était la suggestion de Lyot. En fait, on s'aperçoit que l'hélium est même de beaucoup plus avantageux que l'hydrogène.

Considérons un tube à parois planes minces exposé aux variations de la température extérieure, en sorte que la température de la face *interne* d'une paroi soit une fonction sinusoïdale du temps

$$T_1 = T_0 + \Theta \sin 2\pi \frac{t}{\tau}$$

et étudions la propagation de la température dans le gaz intérieur limité par cette paroi supposée indéfinie.

L'équation de la chaleur

$$\frac{k}{C\rho}\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 T}{\partial t^2},$$

où k est la conductibilité calorifique, C la chaleur spécifique à pression constante et ρ la densité, admet une solution de la forme

$$T = T_0 + \Theta e^{-2\pi \frac{x}{\Lambda}} \sin 2\pi\left(\frac{t}{\tau} - \frac{x}{\Lambda}\right),$$

avec (1)

$$\Lambda = \sqrt{\frac{4\pi k \tau}{C\rho}}$$

qui représente une sinusoïde affectée d'un amortissement exponentiel, se propageant à une vitesse

$$V = \frac{\Lambda}{\tau} = \sqrt{\frac{4\pi k}{\tau C \rho}}.$$

On ne peut pas parler de *vitesse de propagation de la température,* du fait que V dépend de τ. Nous reviendrons plus loin, cependant, sur l'ordre de grandeur des valeurs que peut prendre V.

Pour étudier l'effet de ces fluctuations de température sur un rayon lumineux, nous nous contenterons de calculer la déviation d'un rayon se propageant parallèlement à la paroi dans un milieu dont la température présente un gradient, normalement à la paroi, égal au gradient moyen entre le premier maximum et le premier zéro du terme variable de l'équation (1), soit $4\,\Theta/\Lambda$. En séparant les termes relatifs au milieu choisi de ceux dépendant des conditions de l'expérience, on peut écrire

$$\frac{\delta T}{\delta x} = -1{,}13\frac{\Theta}{\sqrt{\tau}}\sqrt{\frac{C\rho}{k}}.$$

Pour une longueur de trajet parcouru L, la déviation du rayon est

$$\delta\alpha = L\frac{\delta n}{\delta x}, \qquad \text{avec} \quad n - 1 = (n_0 - 1)\frac{p}{p_0}\frac{T_0}{T}.$$

On peut négliger (nous le justifierons plus loin) les variations de pression et confondre, après la dérivation, T et T_0. Il vient donc (au signe près)

$$\delta\alpha = 1{,}13\frac{\Theta L}{T_0\sqrt{\tau}}\frac{p}{p_0}(n_0 - 1)\sqrt{\frac{C\rho}{k}}.$$

Supposons $T_0 = 273°$, exprimons L en mètres et $\delta\alpha$ en secondes. Au niveau de la mer $p/p_0 = 1$, mais à 2 900 m, $p/p_0 = 0{,}7$ seulement; on voit que de ce seul fait un observatoire d'altitude a un avantage non négligeable.

En gardant $p/p_0 = 1$, il vient

$$(\delta\alpha)'' = 0{,}84\frac{\Theta L_{(\text{mètres})}}{\sqrt{\tau}}(n_0 - 1)\sqrt{\frac{C\rho}{k}}.$$

Le tableau ci-après donne les constantes k, ρ, C et $(n_0 - 1)$ pour l'air, l'hydrogène, l'hélium et l'argon.

On voit que si l'argon est plus avantageux par sa faible chaleur spécifique, il est finalement équivalent à l'air à cause de sa densité élevée et de sa faible

conductibilité, les valeurs de $(n_0 - 1)$ étant voisines; l'hydrogène et l'hélium sont avantageux par leur conductibilité très élevée et leur densité faible (l'hélium rattrapant en partie l'hydrogène du fait qu'il est monoatomique). Mais l'hélium prend sur l'hydrogène un avantage sérieux par sa faible chaleur spécifique et encore plus grand par son indice de réfraction extrêmement voisin de l'unité.

	k.	ρ.	C.	$n_0 - 1$.	$(n_0 - 1)\sqrt{\frac{C\rho}{k}}$.	$\delta\alpha$.	V (cm/s).
Air	$5{,}7 \cdot 10^{-5}$	$12{,}9 \cdot 10^{-4}$	0,24	$29{,}3 \cdot 10^{-5}$	$68{,}5 \cdot 10^{-5}$	19,2″	0,49
Hydrogène	32	0,90	3,4	13,9	13,6	3,8″	1,20
Hélium	34	1,78	1,25	3,5	2,85	0,82″	1,40
Argon	3,9	17,8	0,125	28,4	68,0	19,0″	0,49

Pour concrétiser ces résultats, nous avons calculé $\delta\alpha$ pour les quatre gaz dans le cas d'une fluctuation de $\pm 1^\circ$ ($\Theta = 1^\circ$) de période 9 s, pour un trajet L de 1 m.

Il est bien évident que les déviations portées sur le tableau ne pourront pas être observées en pratique, la convection changeant complètement le gradient de température supposé et détruisant fatalement la stratification; mais les chiffres conservent leur valeur d'indication des avantages relatifs des divers gaz. On voit que l'hélium réduirait les effets de turbulence dans un rapport de 25 à 1, c'est-à-dire qu'ils pourraient devenir négligeables par rapport au pouvoir de résolution des plus grands réfracteurs existants.

Les valeurs numériques ci-dessus permettent également de se faire une idée de *la vitesse de propagation* de la température.

Les chiffres du tableau seraient triplés pour $\tau = 1$ s. Pour des périodes très courtes, l'amortissement devient considérable et il est évident que nous n'avons pas à considérer ce genre de conditions. On voit donc qu'*un gradient de température se propage à la vitesse de quelques centimètres à la seconde, alors qu'un gradient de pression se propage à* 330 m/s. Il en résulte que, pour une même fluctuation sinusoïdale d'indice contre la paroi, due soit à une variation de température, soit à une variation de pression, le gradient d'indice au voisinage de la paroi sera considérablement plus faible dans le cas de la variation de pression (dans le rapport des vitesses de propagation).

On peut dire que c'est parce que les gaz transmettent beaucoup mieux les chocs mécaniques que les chocs thermiques qu'il est légitime, dans l'étude des perturbations subies par un faisceau lumineux, de négliger les variations de pression devant les variations de température, propriété plus souvent utilisée que démontrée.

[1] *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 39 S.

SÉANCE DU 20 JANVIER 1955.

(*) 1. — Étude de la conductibilité du tétrachlorure de carbone (champs inférieurs à 1 500 V/cm);

par MM. R. Guizonnier et P. Mourcin.

La méthode de mesure utilisée a déjà été exposée au sujet de l'étude de la conductibilité des huiles isolantes [1]. Dans le récipient qui contient le tétrachlorure, plongent deux cylindres nickelés, coaxiaux (hauteur 9 cm, écart annulaire entre les cylindres 5 mm) qui constituent les électrodes. Le tétrachlorure, compris entre les cylindres, est la résistance R étudiée. On dispose, en série, cette résistance, une résistance connue r de quelques dizaines de mégohms et un générateur de courant redressé et filtré qui maintient, entre ses bornes, une différence de potentiel V de quelques centaines de volts. Le courant, très faible, qui s'établit dans le circuit, produit, entre les extrémités de la résistance r, une différence de potentiel faible v que l'on mesure par une méthode de zéro déjà indiquée [2] utilisant la sensibilité, aux faibles différences de potentiel, de la grille d'une lampe thermoionique. On pouvait déceler 10^{-11} A.

Influence du temps sur l'intensité du courant. — *Allure des courbes.* — Les figures 1 et 2

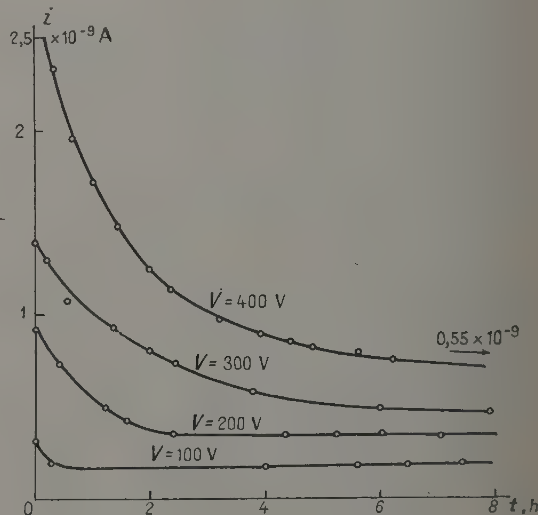


Fig. 1.

concernent respectivement le tétrachlorure de carbone pour analyse, tel qu'il est livré par le commerce, et le même tétrachlorure que l'on a desséché en le maintenant, pendant plusieurs jours, en présence d'acide sulfurique concentré. Il a été vérifié que ces courbes sont des hyperboles et non des exponentielles. L'équation de ces courbes est de la forme $i - i_F = K/(t + a)$, où i_F représente la valeur limite du courant, a étant une constante.

Étude de i_F. — Si l'on porte, en ordonnées les valeurs de i_F, en abscisses celles de la différence de potentiel appliquée, on obtient les courbes en trait

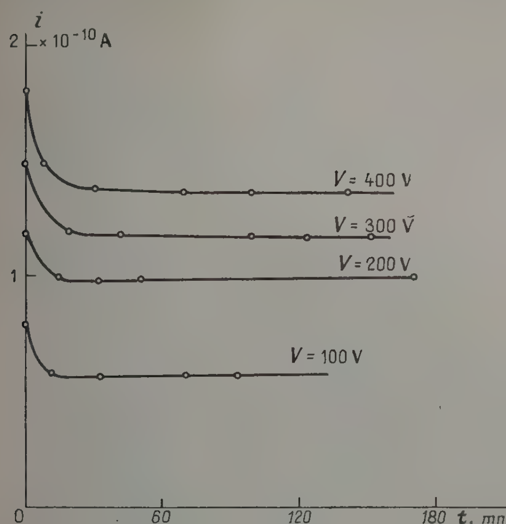


Fig. 2.

plein marquées i_F (1 et 2), sur la figure 3; si V croît, les valeurs correspondantes de i_F croissent de moins en moins rapidement. On vérifie (*fig.* 4, courbes 1

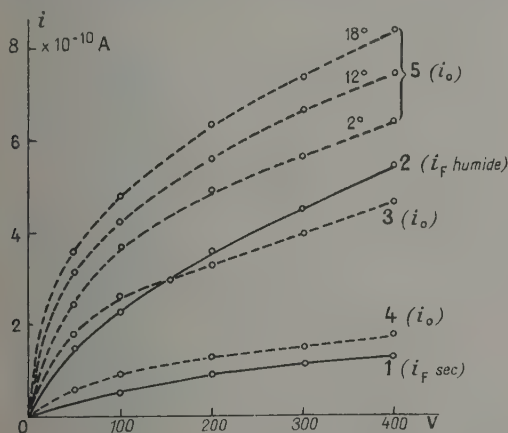


Fig. 3.

et 2 en trait plein) de façon extrêmement nette que le rapport V/i_F est une fonction linéaire de V

$$\frac{V}{i_F} = a + bV,$$

a et b étant deux constantes. Le rapport a/b est lui-même constant car les droites coupent l'axe des abscisses en un même point, l'abscisse de ce point correspond à — 250 V. Tous ces résultats sont analogues à ceux auxquels a conduit l'étude de la conductibilité des huiles (mais en ce cas, les droites coupaient l'axe des abscisses vers — 350 V).

Interprétation. — Nous admettrons, comme dans le cas des huiles, que s'accumulent, au voisinage de l'une ou des deux électrodes, à mesure que le courant passe, des particules lentes à se décharger, dont la présence affaiblit progressivement le courant.

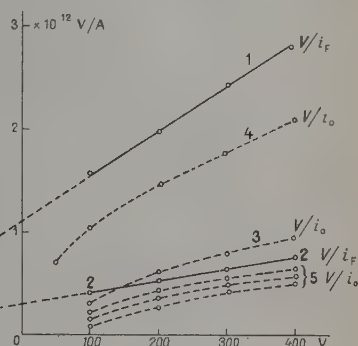


Fig. 4.

L'étude de la répartition des potentiels confirmera cette interprétation. Quand V croît, les particules s'accumulent en nombre de plus en plus grand, il se produit ainsi un accroissement corrélatif de résistance qui tempère l'augmentation de i_F correspondante. Le fait que les droites $V/i_F = a + bV$ coupent l'axe des abscisses en un même point, montre simplement que le taux de variation du rapport V/i_F par rapport à V est proportionnel à la valeur a de la résistance initiale.

Étude du courant initial i_0 en fonction de la différence de potentiel V. — *Courbes obtenues.* — Le courant décroissant très vite à mesure que croît le temps d'application de la différence de potentiel, il est nécessaire, pour obtenir une valeur approchée du courant initial i_0, de manipuler rapidement; à chaque essai, le courant passait juste pendant les quelques secondes nécessaires pour constater qu'il y avait ou non équilibre.

L'étude du tétrachlorure humide, les expériences étant conduites à des températures comprises entre — 10 et + 20°, montrent que l'intensité initiale i_0 varie, en fonction de la différence de potentiel appliquée V, de façon linéaire. La résistance initiale est donc, en ce cas, à peu près indépendante de la différence de potentiel appliquée. Les huiles isolantes pour transformateur, peu humides, conduisaient au même résultat.

Le tétrachlorure, desséché par du chlorure de calcium, puis distillé deux fois, donne à 20° les courbes, en pointillés, 3 et 4 des figures 3 et 4. Un autre échantillon de tétrachlorure, étudié à diverses températures, fournit des courbes analogues, indiquées sur les mêmes graphiques (courbes en pointillés 5). Ces courbes montrent que la grandeur V/i_0 n'est une fonction linéaire de V qu'à partir de $V = 200$ V environ, les portions de droites, prolongées, tendent

bien, comme les droites 1, 2 concernant V/i_F, à couper l'axe des abscisses vers — 250 V.

La résistivité donnée par la courbe 1 de la figure 3, pour 100 V, est $\rho = 3,3 \cdot 10^{14} \Omega$.cm.

Interprétation. — Il est facile d'expliquer le fait que, dans le cas du tétrachlorure humide, i_0 est fonction linéaire de V. L'examen des courbes de la figure 1 montre que, dès le début de l'application de la différence de potentiel, l'intensité décroît lentement avec le temps. Par suite, pendant l'intervalle de temps faible durant lequel s'effectue la mesure de i_0, les particules chargées n'ont pas le temps de se grouper près des électrodes et atteignent librement ces dernières : il en résulte un lien entre l'intensité et la différence de potentiel conforme à la loi d'Ohm.

Il reste à expliquer l'allure des courbes (*fig.* 3 en pointillés) relatives au tétrachlorure auquel on a enlevé une partie de son humidité. L'examen des courbes de la figure 2 montre que i, dès le début de l'application de la différence de potentiel, décroît très vite, les particules électrisées se groupent déjà abondamment vers les électrodes, d'autant mieux que la différence de potentiel croît, ce qui tend à donner aux courbes $i_0 = f(V)$ (courbe en pointillés de la figure 3) l'allure des courbes $i_F = g(V)$ (courbes en trait plein).

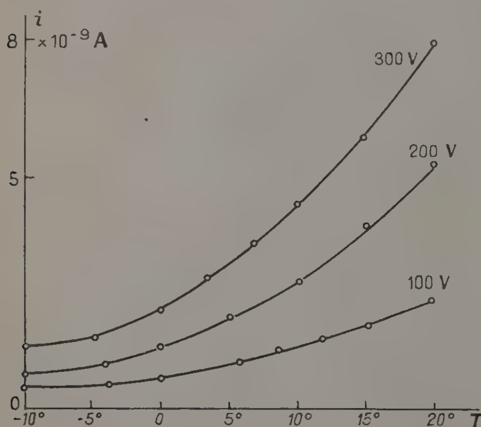


Fig. 5.

Puisque la conductibilité du tétrachlorure s'abaisse beaucoup quand le taux d'humidité diminue, jusqu'à devenir extrêmement faible, on doit conclure que la conductibilité est due essentiellement, peut-être exclusivement, aux particules d'eau dans le tétrachlorure.

Variations du courant initial en fonction de la température T. — Les courbes de la figure 5 se rapportent au tétrachlorure humide; le tétrachlorure desséché par le chlorure de calcium et distillé fournit des courbes analogues à ces dernières; ces courbes ressemblent à celles auxquelles a conduit l'étude des huiles pour transformateurs. Elles rappellent les courbes qui lient la fluidité $1/\eta$ à la température. Dans un Mémoire général sur la conductibilité des isolants, il sera donné une interprétation du phénomène plus satisfaisante que celle qui attribue l'augmentation d'un courant initial i_0, quand la température croît, à un déplacement plus rapide des particules électrisées provenant du fait que la viscosité diminue.

[1] Guizonnier R. — Étude de la conductibilité des huiles isolantes. *Rev. gén. Électr.*, 1953, **2**, 247.

[2] Guizonnier R. — Mesure électrostatique des faibles différences de potentiel continues à l'aide de lampes thermoioniques. *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **228**, 994.

(*) 2. — Répartition des potentiels dans le tétrachlorure de carbone soumis à une différence de potentiel constante (champs inférieurs à 1 500 V/cm);

par M. R. Guizonnier.

Dispositif expérimental. — Les électrodes sont constituées par deux lames nickelées (5 × 6 cm, intervalle 0,5 cm); l'une est au sol, l'autre à un potentiel continu V par rapport au sol. L'extrémité d'une aiguille d'acier couverte, sauf à cette extrémité, de vernis, constitue la prise de potentiel. Elle peut se déplacer, entre les deux lames, par une vis micrométrique, de quantités aussi faibles que l'on désire. Le temps nécessaire à la prise de potentiel, pour qu'elle atteigne le potentiel du point où elle se trouve, est de l'ordre de 10 à 20 mn. La liaison directe avec l'électromètre, par suite des pertes de ce dernier, donnerait des résultats entachés d'erreur; aussi la prise de potentiel est reliée à l'une des lames A d'un condensateur, formé de deux lames circulaires de cuivre, montées sur plexiglas; l'autre lame B est en liaison avec l'aiguille de l'électromètre. Si le potentiel mesuré, en un point du tétrachlorure, est, par exemple, positif, l'armature A, par l'intermédiaire de la prise de potentiel va, lentement, se charger positivement; par influence, l'armature B sera négative et l'aiguille de l'électromètre, positive. Quand le temps, nécessaire pour que la prise de potentiel soit au potentiel du point où elle se trouve, est atteint, l'aiguille de l'électromètre, qui a plus ou moins perdu la charge que lui a donnée la prise de potentiel, est déchargée par une mise au sol temporaire, puis l'armature A est, à son tour, mise au sol, alors l'armature B libère une charge négative, qui se porte sur l'aiguille de l'électromètre. L'expérience montre que cette charge est bien égale, en valeur absolue, à celle qu'aurait donnée, s'il n'y avait pas de pertes dans l'électromètre, une liaison directe de la prise de potentiel avec l'aiguille de ce dernier.

Tétrachlorure de carbone pour analyses, venant de l'usine. — Si l'on porte en ordonnées le potentiel V, en abscisses la distance l de la prise de potentiel à l'électrode qui n'est pas au sol, on obtient des courbes analogues à celles de la figure 1. Ces courbes se rapportent à l'application d'un champ de 800 V/cm, après 1 h de passage du courant (courbe 1), après 7 h (courbe 2). Pour un champ de 1400 V/cm, on obtient, dès l'application de la différence de potentiel, une courbe analogue à la courbe 2. Si l'on utilise un potentiel — V négatif par rapport au sol, l'autre

électrode étant au sol, les courbes, si l'on porte en ordonnées les valeurs absolues de V, sont encore analogues aux courbes de la figure 1. Le début AB

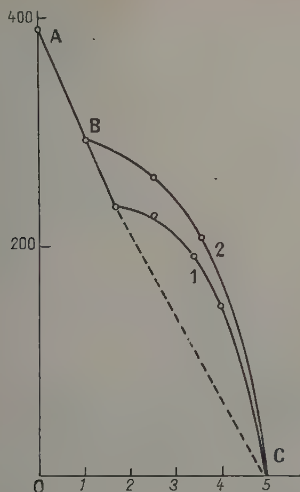


Fig. 1. — En abscisse, l en mm; en ordonnée, potentiel en volts.

des courbes correspond à une répartition des potentiels conforme à la loi d'Ohm; les portions des courbes, du côté de l'électrode qui est au sol, suivant BC,

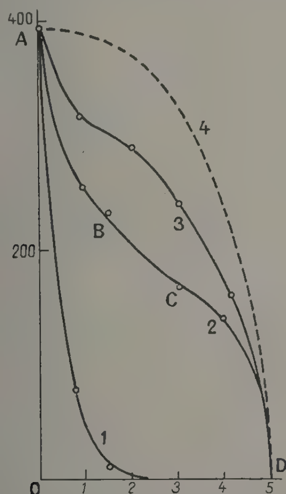


Fig. 2. — En abscisse, l en mm; en ordonnée, potentiel en volts.

vues du point O, sont concaves ce qui signifie, d'après l'équation de Poisson, qu'il s'est accumulé, du côté de l'électrode au sol, des charges ayant le signe du potentiel V de l'armature qui n'est pas au sol. En conclusion, à mesure que le temps de passage du courant s'écoule, il s'accumule, du côté de l'électrode qui est au sol, des charges de signe contraire à celui de cette électrode. Cette accumulation s'accomplit d'autant plus vite, toutes choses étant égales, que le potentiel V est grand.

Tétrachlorure de carbone purifié et desséché. — Afin d'éliminer toutes les impuretés qui peuvent se former, à la longue, dans le tétrachlorure, ce dernier a été traité par le permanganate de potassium, puis lavé et desséché par contact avec le chlorure de calcium, enfin distillé. Si l'on cherche alors à construire la courbe de répartition des potentiels, on obtient, pour les temps habituels d'expérience n'excédant pas 20 mn, une courbe analogue à la courbe 1 de la figure 2, obtenue par application d'un champ de 800 V/cm. Mais le courant étant, en ce cas du corps purifié et desséché, très faible, il convient d'attendre plus de 20 mn pour que la prise de potentiel ait atteint le potentiel du point où elle se trouve; aussi, le potentiel en chaque point était mesuré, chaque fois, après 1 h de passage du courant, temps que l'expérience révèle suffisant; les résultats ainsi obtenus sont résumés par la courbe 2 de la figure 2.

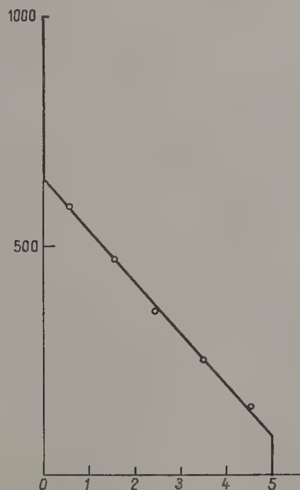


Fig. 3. — En abscisse, l en mm; en ordonnée, potentiel en volts.

Vue de O, la portion de courbe AB est convexe, il y a donc, du côté de l'électrode qui n'est pas au sol, accumulation de charges de signe contraire à celui de cette dernière; la portion CD est concave, des charges du signe de V se sont donc accumulées du côté de l'électrode qui est au sol. Si l'on prolonge, durant 24 h, le temps de passage du courant, on obtient la courbe 3, montrant encore une forte accumulation, vers l'électrode qui est au sol, de charges du signe du potentiel V appliqué à l'autre électrode. Ces courbes sont analogues à celles qui ont été obtenues dans le cas des huiles pour transformateurs [1]. La courbe 3 peut s'interpréter, comme dans le cas de ces dernières, comme étant la courbe moyenne déduite d'une courbe initiale et d'une courbe 4, d'homocharges, du signe de V, provenant de l'action

du champ, au voisinage de l'électrode au potentiel V, sur les particules d'eau, ici peu nombreuses, disséminées dans le liquide.

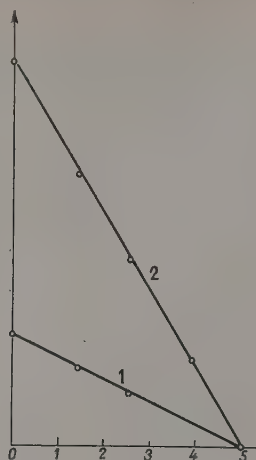


Fig. 4. — En abscisse, l en mm; courbe 1 : V = 1000 V; courbe 2 : V = 400 V.

Provenance des charges qui s'accumulent du côté de l'électrode au sol. — Afin de vérifier si vraiment les charges qui s'accumulent du côté de l'électrode au sol proviennent de l'action directe de l'électrode au potentiel V sur le liquide étudié, il a paru intéressant de couvrir les électrodes d'une mince couche de vernis à la gomme laque, supprimant le contact entre l'électrode et le liquide. Le courant, de ce fait, étant affaibli, la différence de potentiel utilisée a été portée à 1000 V.

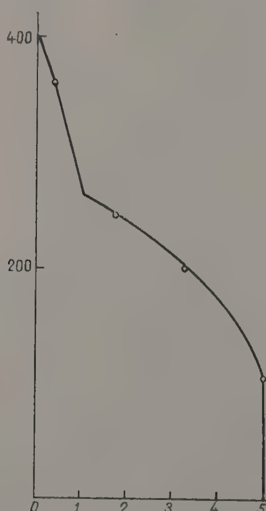


Fig. 5. — En abscisse, l en mm; en ordonnée, potentiel en volts.

Les expériences ont été conduites avec le tétrachlorure pour analyse non purifié par le permanganate. Si les deux électrodes sont vernies, on obtient la courbe de la figure 3; si seulement l'électrode au potentiel V est vernie, les courbes de la figure 4 : dans le liquide, entre les couches de vernis, la répartition des potentiels est celle de la loi d'Ohm. Enfin si l'électrode au sol est seule vernie, nous retrouvons (*fig.* 5) l'accumulation de charges du côté de l'électrode au sol.

Il est donc établi que les charges qui s'accumulent à la longue vers l'électrode au sol, sont dues à une action directe de l'électrode au potentiel V, qui n'est pas au sol, sur le liquide étudié, certainement sur les particules d'eau que contient ce dernier.

[1] GUIZONNIER R. — Étude de la conductibilité des huiles isolantes. *Rev. gén. Électr.*, 1953, **62**, 247.

(*) 3. — Dispersion de réfraction du benzène et de quelques dérivés benzéniques avec la température ;

par Mlle M. MANGENOT.

Méthode employée. — J'ai employé la méthode du prisme. Elle a l'inconvénient de nécessiter une quantité notable de liquide, mais elle a l'avantage de permettre des mesures pour toutes les radiations successives de l'arc au mercure. D'autre part, sa précision est supérieure à celle de la méthode de réflexion totale [1] (du moins pour un prisme de grande dimension et un goniomètre gradué avec précision).

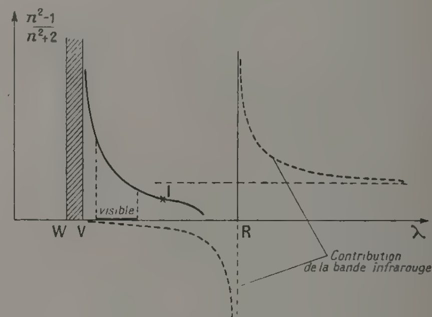


Fig. 1.

J'ai utilisé le prisme creux, à circulation d'eau, réalisé au Laboratoire [2] et associé à un thermostat Prolabo.

Emploi de formules de dispersion « réduites ». — Pour traduire les résultats, j'ai utilisé la méthode du diagramme rectiligne. Elle se justifie de la façon suivante :

On sait que la réfraction R est de la forme

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi N}{3}\,\frac{e^2}{m}\sum \frac{f_i}{\omega_i^2 - \omega^2},$$

où n représente l'indice de réfraction du corps consi-

déré, pour la longueur d'onde λ de la lumière incidente, ω représente la pulsation du champ électrique de l'onde incidente, ω_i représente les pulsations propres des bandes d'absorption, f_i représente le nombre d'oscillateurs de la catégorie i par molécule (il nous renseigne sur le poids du terme qu'il faut affecter à la bande ω_i), N représente le nombre de molécules par centimètre cube, e et m sont respectivement la charge et la masse des électrons optiques.

Supposons que la réfraction soit commandée par une bande infrarouge R et un groupe de bandes ultraviolettes. Nous aurons

$$R = \frac{A_R \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_R} + \sum \frac{A_V \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_V^2}$$

et il sera facile de composer graphiquement (*fig.* 1) l'action de ces bandes sur la réfraction.

Dans le spectre visible, la contribution de la bande infrarouge est en général négligeable (alors qu'elle ne l'est pas du côté des grandes longueurs d'onde où elle introduit un terme asymptotique non nul). On peut se contenter des termes ultraviolets et même les « bloquer » en introduisant une bande « réduite » de réfractivité λ_0 définie par

$$\sum \frac{A_V \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_V^2} = \frac{A_0 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2}.$$

Dès lors, la réfractivité sera $R = A_0\lambda^2/(\lambda^2 - \lambda_0^2)$ et le graphique $(\lambda^2/R, \lambda^2)$ sera une droite (*fig.* 2).

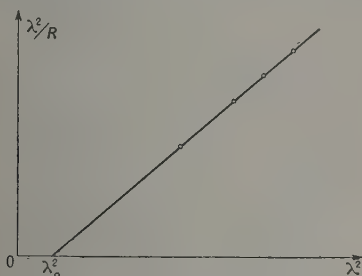


Fig. 2.

Bien entendu, ce sera à l'expérience de dire le bien-fondé des hypothèses simplificatrices employées et si le graphique rectiligne est valable.

On pourrait objecter que la bande « réduite » n'a pas d'existence réelle, mais elle n'en synthétise pas moins l'action résultante [3] de toutes les bandes ultraviolettes, y compris celles inaccessibles à l'expérimentation.

Résultats expérimentaux. — J'indique ci-après mes résultats (tableau I à IV).

Ces résultats peuvent être représentés par les figures 3 à 6.

On obtient des droites; ainsi, des formules « réduites » à un terme conviennent pour la réfraction.

On voit que, pour chaque liquide, le graphique rectiligne pivote autour du même point $(\lambda_0^2, 0)$ lorsque la température varie. Ce résultat est à rapprocher des conclusions récentes [4] sur la fixité des valeurs propres des fréquences électroniques des molécules.

M. Servant m'a suggéré de vérifier que le pivotement des graphiques rectilignes avec la température correspondait bien à la variation de densité

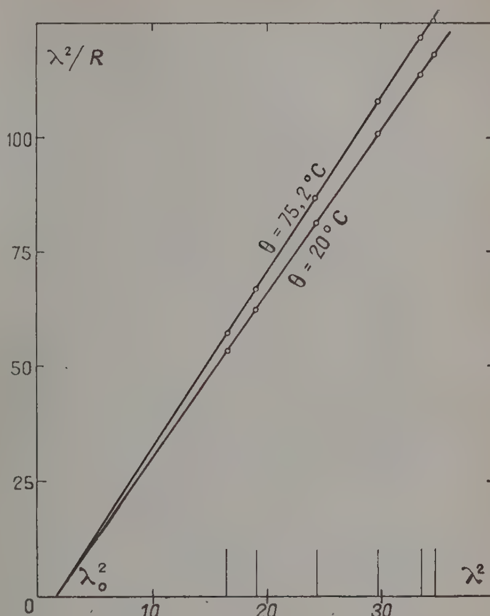


Fig. 3. — Benzène C_6H_6.
En abscisse $(10^{-3}\lambda)^2$; en ordonnée $(10^{-3}\lambda)^2/R$.
$(10^{-3}\lambda_0)^2 = 1,5$ [λ en Å].

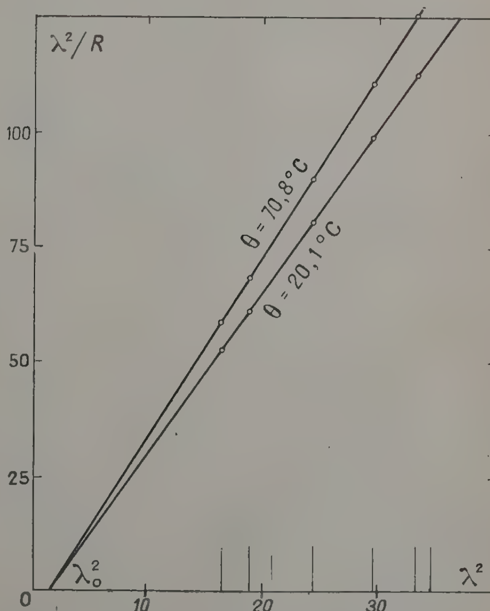


Fig. 4. — Toluène $C_6H_5CH_3$.
En abscisse $(10^{-3}\lambda)^2$; en ordonnée $(10^{-3}\lambda)^2/R$.
$(10^{-3}\lambda_0)^2 = 1,55$ [λ en Å].

TABLEAU I.

Benzène.

°C	λ (Å). 5 893.	5 780.	5 460.	4 916.	4 358.	4 046.
20	1,5009	1,5019	1,5050	1,5119	1,5226	1,5311
30,1	1,4945	1,4954	1,4984	1,5052	1,5158	1,5242
43,4	1,4856	—	—	—	1,5066	—
50	1,4812	1,4821	1,4850	1,4918	1,5019	1,5101
59,9	1,4745	1,4754	1,4784	1,4849	1,4949	1,5030
70,1	1,4679	1,4687	1,4716	1,4781	1,4878	1,4959
75,2	1,4646	1,4655	1,4684	1,4748	1,4847	1,4925

TABLEAU II.

Toluène.

°C	λ (Å). 5 893.	5 780.	5 460.	4 916.	4 358.	4 046.
20,1	1,4968	1,4978	1,5007	1,5075	1,5178	1,5261
31	1,4905	1,4914	1,4943	1,5010	1,5112	1,5195
39,8	1,4854	1,4863	1,4891	1,4958	1,5058	1,5140
49,5	1,4796	1,4805	1,4834	1,4900	1,4999	1,5079
60,3	1,4721	1,4731	1,4758	1,4822	1,4920	1,4998
70,8	1,4676	1,4684	1,4714	1,4775	1,4873	1,4950

TABLEAU III.

Nitrobenzène.

°C	λ (Å). 5 893.	5 780.	5 460.	4 916.	4 358.	4 046.
20,1	1,5526	1,5537	1,5584	1,5694	1,5874	Partiellement absorbée
30	1,5474	1,5490	1,5536	1,5644	1,5823	
40,1	1,5421	1,5437	1,5482	1,5589	1,5765	
49,8	1,5373	1,5387	1,5432	1,5538	1,5713	
60	1,5323	1,5336	1,5381	1,5484	1,5659	
70,6	1,5271	1,5284	1,5328	1,5431	1,5602	
79,2	1,5227	1,5238	1,5283	1,5386	1,5559	

TABLEAU IV.

Aniline.

°C	λ (Å). 5 893.	5 780.	5 460.	4 916.	4 358.	4 046.
22	1,5846	1,5859	1,5908	1,6011	1,6181	1,6324
40,5	1,5752	1,5767	1,5815	1,5914	1,6084	1,6226
58	1,5659	1,5674	1,5719	1,5817	1,5987	1,6124

des liquides relevée sur les tables. Comme, d'après la formule de Kramers-Heisenberg, on a

$$\frac{\lambda^2}{R} = \frac{1}{A_0}(\lambda^2 - \lambda_0^2) = \frac{3\pi c^2}{\mathfrak{N} f_0}\,\frac{m}{e^2}\,\frac{M}{d\lambda_0^2}(\lambda^2 - \lambda_0^2),$$

où e, m représentent la charge et la masse de l'électron, M la masse moléculaire du liquide considéré, d la densité, $\mathfrak{N}$ le nombre d'Avogadro, c la vitesse de la lumière dans le vide.

On voit que si d_1 est la densité correspondant à la température θ_1 et d_2 celle correspondant à θ_2, on doit avoir

$$d_2 = d_1 \frac{p_1}{p_2}.$$

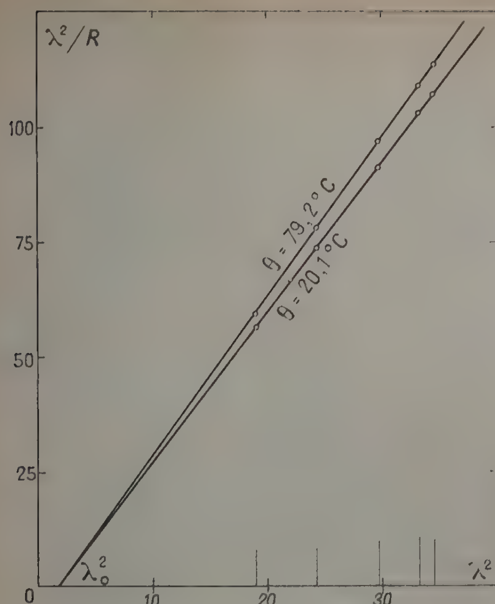


Fig. 5. — Nitrobenzène $C_6H_5NO_2$.
En abscisse $(10^{-3}\lambda)^2$; en ordonnée $(10^{-3}\lambda)^2/R$.
$(10^{-3}\lambda_0)^2 = 1,8$ [λ en Å].

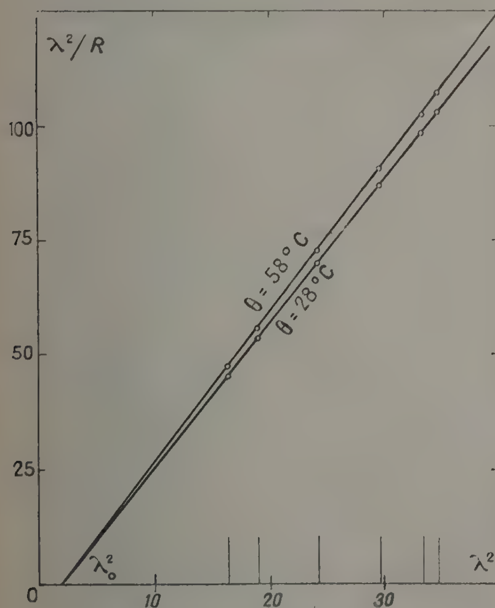


Fig. 6. — Aniline $C_6H_5NH_2$.
En abscisse $(10^{-3}\lambda)^2$; en ordonnée $(10^{-3}\lambda)^2/R$.
$(10^{-3}\lambda_0)^2 = 2$ [λ en Å].

où p_1 et p_2 sont les pentes des graphiques rectilignes pour les températures θ_1 et θ_2.

Le tableau V précise cette confrontation.

Tableau V.

Substance.	(°C).	Densités, d'après Timmermans.	$\frac{p_1}{p_2}$ d'après mes mesures	d_2 calculé au moyen des graphiques par d_2 $d_1 \frac{p_1}{p_2}$.
Benzène	20....	0,879	253/270	
	75,2....	0,820	–	0,823
Toluène	20,1...	0,866	272/287	–
	70,8...	0,821	–	0,821
Nitrobenzène	20,1...	1,202	270/282	
	79,2...	1,147	–	1,149
Aniline	22....	1,020	222/228	
	58....	0,990	–	0,993

Il y a donc un accord très satisfaisant entre les valeurs de *d* calculées et celles observées.

L'emploi du graphique rectiligne de réfraction fournit un moyen commode pour mesurer par voie optique la variation de densité des liquides en fonction de la température.

[1] Bruhat G. — *Bull. Union des Physiciens*, 1922, **156**, 1.
[2] Charru A. — *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 63 S.
[3] Servant R. — *J. Physique Rad.*, 1947, **8**, 13 S.
[4] Sambursky S., Halperin A. et Henig H. — *J. Chem. Phys.*, 1953, **21**, 2041.

SECTION MÉDITERRANÉE
(Marseille.)

SÉANCE DU 28 JANVIER 1955.

(*) L'interprétation des résultats expérimentaux par une condition de régularité;

par M. P. Vernotte,
Ingénieur général de l'Air.

Des renseignements extérieurs ayant permis de préciser le degré de complication possible d'une courbe expérimentale et, par conséquent, de déterminer ce qui, dans la position des points, doit être scrupuleusement respecté et ce qui, par contre, doit être tenu pour une aberration, on assurera souvent au tracé de la courbe la simplicité nécessaire en s'imposant une loi représentative contenant le nombre de paramètres juste nécessaire; la détermination de leurs valeurs numériques se fera en partageant l'intervalle expérimental en autant d'intervalles partiels qu'il y a de paramètres et écrivant que, sur chacun d'eux, il y a identité de valeur moyenne entre fonction expérimentale et fonction théorique, le problème essentiel étant celui de la partition de l'intervalle : on détermine les bornes des intervalles

partiels en écrivant que les incertitudes expérimentales doivent avoir une influence minimum sur la précision du résultat cherché (résultat qui sera la connaissance de l'un des paramètres ou d'une fonction de certains de ces paramètres). Cette méthode, qui paraît très satisfaisante pour le physicien, offre l'inconvénient d'exiger une forme analytique représentative, ce qui n'est pas grave lorsque l'allure est neutre, cette forme devenant à peu près indifférente, mais, devant un phénomène de mécanique peu connu et d'allure compliquée (oscillations dans les matériaux réels), cette nécessité d'une expression analytique peut être prohibitive. De plus, la détermination des bornes des intervalles partiels soulève des calculs extraordinairement pénibles qu'on peut évidemment effectuer une fois pour toutes au préalable, mais cela doit avoir été fait pour chacun des nombreux types de problème possibles (lois de formes variées, combinaison en très grand nombre des paramètres contenus dans ces lois).

Il est donc très séduisant de lisser les points expérimentaux en leur imposant de satisfaire à une condition générale, la condition de régularité, laquelle s'exprime d'une façon précise en imposant aux ordonnées expérimentales, supposées d'abscisses équidistantes, de petites retouches permettant à leurs différences successives de vérifier des conditions de signe, conditions, en fait, tellement serrées, que lesdites retouches sont presque exactement déterminées par les simples inégalités écrites. Malheureusement, on est conduit, pour résoudre au mieux le système de ces inégalités, à écrire un nombre extraordinairement élevé de systèmes d'équations limites, dont la solution ne pourrait être donnée pratiquement que par une machine à calculer les différences successives et susceptible de leur imposer des conditions, machine dont la réalisation, au demeurant, au dire des spécialistes, ne soulèverait pas tellement de difficultés.

Mais la méthode ne donne toute son efficacité, vraiment extraordinaire, que si le document expérimental est d'une assez grande richesse pour permettre de considérer, en nombre assez grand, des différences d'ordre élevé. Dans la plupart des exemples rencontrés il n'en sera pas ainsi; la finesse du dépouillement est alors beaucoup plus quelconque et l'on peut, corrélativement, user d'une procédure simplifiée accessible. Et l'on constate, ce qui souligne bien la difficulté d'une conclusion scientifique précise et sûre, que, si la courbe est alors admirablement lissée, point n'est besoin de la creuser beaucoup pour trouver le caractère très rudimentaire de ce qu'on peut lui faire exprimer.

SECTION CENTRE-OUEST.
(*Poitiers.*)

SÉANCE DU 22 MAI 1954.

M. le Professeur Cotte préside. La Communication suivante a été présentée :

Applications de l'optique des charges électriques à la spectrométrie de masse;

par M. R. Vauthier,

Assistant à la Faculté des Sciences de Poitiers.

1. Un nouveau spectromètre de masse, a lentille correctrice. — Nous nous étions proposé de réduire à une valeur non gênante l'aberration d'ouverture des spectromètres de masse, aberration qui est généralement de l'ordre de α^2 (α = demi-angle d'ouverture du faisceau d'ions). Pour cela, une lentille électromagnétique est associée au champ magnétique séparateur. En jouant sur le coefficient d'aberration d'ouverture de cette lentille et en diaphragmant convenablement le faisceau d'ions (de façon d'ailleurs peu restrictive), il est possible de réduire l'aberration du système lentille-champ magnétique; cela conduit théoriquement à un pouvoir de résolution environ 7 fois supérieur à celui des spectromètres usuels, toutes choses égales par ailleurs.

Un spectromètre de masse a été réalisé sur ces bases au laboratoire de Chimie de la Faculté des Sciences de Poitiers.

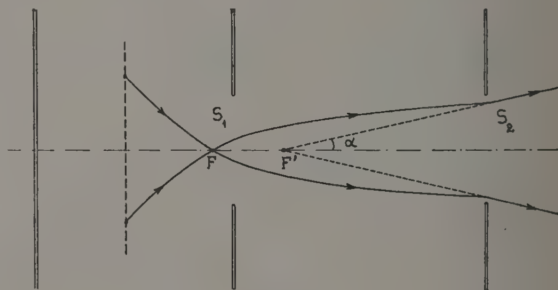


Fig. 1.

Il possède les particularités suivantes :

a. Le champ magnétique uniforme est limité par des plans parallèles [1];

b. La lentille, électrostatique, est du type unipotentiel, à deux dimensions. La réduction de son coefficient d'aberration à une valeur convenable, a nécessité un assez long travail expérimental [2];

c. Le réglage de la focalisation se fait très aisément, en ajustant une fois pour toutes la tension appliquée à la lentille. Cette focalisation se conserve parfaitement d'une extrémité à l'autre du spectre de masse, quel que soit le mode de balayage utilisé.

Résultats. — On obtient un pouvoir de résolution de 155 (calculé en admettant une erreur de 1 pour 100 dans la comparaison des hauteurs de deux pics voisins), pour une valeur de α supérieure à 3°.

Nous avons pu montrer que ce ne sont pas les aberrations d'ouverture qui limitent à 155 le pouvoir de résolution de l'appareil.

Le but cherché a donc été atteint.

2. Trajectoires ioniques et discrimination dans les sources d'ions des spectromètres de masse.

— Les phénomènes dits de « discrimination des ions » se produisent dans les diverses parties des spectromètres de masse. Leur interprétation nécessite la connaissance des trajectoires ioniques, particulièrement à l'intérieur de la source d'ions.

Or, celle-ci constitue une lentille électrostatique du type « objectif à immersion », bien connu en optique électronique (*exemple* : les canons à électrons). Les conditions de calcul ont été précisées par des hypothèses convenables (absence de champ magnétique et d'effet de charge d'espace dans la source, etc.). La forme générale des trajectoires est indiquée sur la figure 1.

Conséquences. — *a.* C'est la focale F' (avec ses aberrations) qui joue le rôle d'objet vis-à-vis du champ magnétique séparateur et non pas la fente de sortie S_2. Cette remarque a fait d'ailleurs l'objet d'une vérification expérimentale [2].

b. La discrimination des ions causée par la source est évaluée en utilisant les équations de trajectoires obtenues précédemment. Les résultats sont qualitativement satisfaisants. Cependant la discrimination calculée reste très inférieure à l'effet expérimental.

Cette théorie, malgré un progrès certain sur les théories existantes, reste donc insuffisante ; il ne semble pas que les phénomènes de charge d'espace suffisent à rendre compte des effets observés.

c. Les trajectoires dans le champ magnétique séparateur ne sont pas indépendantes des trajectoires à l'intérieur de la source d'ions, de sorte que l'on peut se demander si la méthode habituelle de calcul des aberrations [1] est bien valable.

Nous avons pu montrer qu'elle l'est, en effet, à condition de prendre comme largeur de source la largeur de la focale F' avec ses aberrations, et non plus la largeur de la fente de sortie.

N. B. — Les calculs effectués dans ces deux parties se rapportent uniquement aux trajectoires du plan de section principale du spectromètre de masse.

[1] Vauthier R. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **229**, 181.
[2] Vauthier R. — *Thèse*, Paris, 1954.

SÉANCE DU 26 JUIN 1954.

M. le Professeur Cotte préside. La Communication suivante a été présentée :

Application des treillis géométriques à la commutation électrique ;

par M. Ameil,
Ingénieur des Télécommunications à Poitiers.

Définition des treillis géométriques à n dimensions avec élément vide O et élément universel u, des opérations d'union, intersection, complément, différence symétrique et leurs principales propriétés.

Étude des dipôles (réseaux électriques reliés à l'extérieur par deux bornes et comprenant des contacts actionnés par des relais). Conventions : à chaque relais est associé un treillis à deux éléments O et u; chaque contact (de travail ou de repos) prend l'une des deux valeurs suivant l'état du relais qui le commande. La mise en série et la mise en parallèle de deux contacts correspondent aux opérations d'union et d'intersection.

Problèmes. — 1° Étant donné un dipôle, trouver sa fonction-obstacle (O pour un dipôle fermé, u pour un dipôle ouvert);

2° Étant donnée une fonction-obstacle, trouver un dipôle économique qui la réalise.

Exemples : schéma en pont, compteurs de parité. Démonstration sur ces exemples de deux théorèmes dus à Shannon.

SECTION DE STRASBOURG

SÉANCE DU 23 OCTOBRE 1954.

Nouveaux matériaux durs et doux ferromagnétiques céramiques. Leurs principes. Leurs principales applications et leurs possibilités d'avenir ;

par M. C. Guillaud,
Directeur de Recherches
au Centre National de la Recherche Scientifique.
Laboratoires de Bellevue.

SÉANCE DU 17 DÉCEMBRE 1954.

1. — Ferromagnétisme et antiferromagnétisme de $MnAu_2$;

par MM. A. J. P. Meyer et P. Taglang.

Les courbes d'aimantation [1] du composé défini $MnAu_2$ font apparaître trois régions différentes :

1° Dans les champs inférieurs à 8 000 Oe, l'aimantation est faible; on peut définir une susceptibilité indépendante du champ, mais variable avec la température. La courbe représentant cette susceptibilité en fonction de la température présente un maximum à 90° C. L'alliage présente les propriétés d'un antiferromagnétique.

2° Dans les champs compris entre 8 000 et 15 000 Oe, l'aimantation croît rapidement. La susceptibilité différentielle varie avec le champ appliqué et passe par un maximum; le champ qui correspond à cette susceptibilité maximum est variable avec la température.

3° Dans les champs intenses on observe des phénomènes de saturation compatibles avec une loi d'approche en $1/H^2$. L'alliage se comporte comme un ferromagnétique à très grande dureté magnétique. Signalons que nous n'avons observé aucun phénomène d'hystérèse.

Les courbes $\sigma = f(T)$ présentent des maxima; la température du maximum dépend du champ appliqué, mais elle est indépendante de l'histoire magnétique de l'alliage. Pour des températures inférieures à celle qui correspond au maximum, $(\partial\sigma/\partial T)_H$ est positif. Il en résulte qu'on doit observer dans ce domaine de températures un effet magnétocalorique négatif. Nous avons donc mesuré l'effet magnétocalorique [2] entre 14 et 131° C. Pour des champs faibles pour lesquels la température du maximum d'aimantation est supérieure à 14° C, nous avons observé un effet négatif. A la température qui correspond au maximum d'aimantation, l'effet s'annule pour devenir positif aux températures supérieures. A 90° C nous avons relevé un fort maximum qui correspond au point de Curie de l'alliage.

Si l'on porte l'élévation de température observée en fonction de σ^2, les courbes obtenues permettent de définir dans les champs forts une aimantation spontanée. La variation thermique de cette aimantation spontanée a la même allure que celle des ferromagnétiques usels.

$MnAu_2$ est ainsi un corps qui présente trois états magnétiques différents sans que ces états soient séparés par des transformations polymorphiques :

1° dans les champs inférieurs à 8 000 Oe et à des températures inférieures à 90° C, il est antiferromagnétique;

2° dans les champs forts supérieurs à 15 000 Oe et à des températures inférieures à 90 °C, il est ferromagnétique;

3° aux températures supérieures à 90° C, il est paramagnétique.

[1] *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 961.
[2] *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 1611.

2. — Principe d'une méthode de résolution de l'équation de Schrödinger de l'hélium;

par M. P. Pluvinage.

On sait que l'équation de Schrödinger de l'hélium, dans l'approximation du noyau fixe, est séparable par rapport à deux groupes de trois variables. Le premier précise la forme du triangle noyau-électrons, le second son orientation dans l'espace. Le problème essentiel est la résolution de l'équation séparée relative au premier groupe. On avait seulement proposé jusqu'ici des méthodes d'approximation, soit de perturbation (principalement Heisenberg), soit de variation (principalement Hylleraas). D'autres tentatives de réduction à un système d'équations linéaires avaient échoué. Il semble que le procédé suivant permette de résoudre complètement la question, toute valeur propre de l'énergie pouvant être calculée avec une approximation indéfinie et toute fonction d'onde étant déterminée par un développement qu'il y a tout lieu de croire uniformément convergent.

Les côtés du triangle noyau-électrons sont r_1, r_2, r_{12}. Il est facile de démontrer que la fonction d'onde ψ ne peut pas être une série entière de ces variables. Mais, pour représenter un état stationnaire, il existe d'autres possibilités, en particulier des séries entières de

$$s = r_1 + r_2, \qquad \rho = \frac{r_{12}}{r_1 + r_2}, \qquad \tau = \frac{r_1 - r_2}{r_1 + r_2},$$

$$0 \leq s, \qquad 0 \leq \rho \leq 1, \qquad -\rho \leq \tau \leq \rho.$$

Bornons-nous à l'étude des états S où ψ ne dépend que de s, ρ et τ. L'élément de volume devient

$$dv = 8\pi^2 s^5 \rho(1 - \tau^2)\, ds\, d\rho\, d\tau.$$

En orthogonalisant la suite 1, ρ, τ, ρ^2, $\rho\tau$, τ^2, ... on définit des polynômes $P_{mn}(\rho, \tau)$ tels que

$$\int_0^1 \rho\, d\rho \int_{-\rho}^{+\rho} (1 - \tau^2)\, P_{mn} P_{m'n'}\, d\tau = N_{mn}\, \delta_{mm'}\, \delta_{nn'}.$$

On cherche les fonctions d'onde sous la forme

$$\psi = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} F_{mn}(s)\, P_{mn}(\rho, \tau).$$

Le système différentiel déterminant les $F_{mn}(s)$ s'intègre sans difficulté par des développements

$$F_{00} = e^{-\varepsilon s} \sum_{p=0}^{\infty} \alpha_{00p}\, L_p^4(2\varepsilon s),$$

$$F_{mn} = 2\varepsilon s\, e^{-\varepsilon s} \sum_{p=0}^{\infty} \alpha_{mnp}\, L_p^5(2\varepsilon s),$$

ε étant égal à $\sqrt{-E}$, L_p^4 et L_p^5 étant les polynômes de Laguerre associés d'ordre 4 et 5.

La détermination de ψ se ramène à celle des coefficients α_{mnp}, c'est-à-dire à la résolution d'un système d'équations linéaires et homogènes. La recherche des valeurs propres devient celle des valeurs de ε qui annulent le déterminant des coefficients des α_{mnp}. Ces coefficients sont calculables à partir des polynômes $P_{mn}(\rho, \tau)$.

La première application numérique à l'état fondamental donne pour un terme (coefficient α_{000}), l'approximation bien connue $-\left(Z - \frac{5}{16}\right)^2 = -2{,}84766$ et, pour deux termes (coefficients α_{000} et α_{100}), $-2{,}88916$.

La valeur expérimentale étant $-2{,}9036$, la convergence paraît satisfaisante.

SÉANCE DU 18 FÉVRIER 1955.

M. Cüer préside. Le bureau est renouvelé pour l'année 1955. M. Benoit est élu Président. M. Pluvinage reste Secrétaire.

(*) 1. — Application de la mesure de la dépolarisation de la lumière diffusée à l'étude des interactions dans un fluide;

par M. H. Benoit.

On sait que la lumière diffusée par un gaz de molécules anisotropes n'est pas complètement polarisée et Cabannes [1] a relié la dépolarisation de la

lumière diffusée à l'anisotropie moléculaire dans le cas du gaz parfait, puis dans le cas du fluide réel en supposant qu'il n'y a pas de corrélations entre les orientations des différentes molécules. Il est évident que ces corrélations doivent jouer un rôle important et, dans cette Communication, nous présentons une méthode qui permet d'en tenir compte donnant ainsi des possibilités nouvelles pour l'interprétation des résultats.

Considérons un volume diffusant V contenant N molécules de Langevin identiques caractérisées par leurs polarisabilités principales α et β que nous supposerons indépendantes des positions relatives des molécules. En appelant λ_i, μ_i, ν_i les cosinus directeurs de l'axe de l'ellipsoïde des polarisabilités de la molécule i par rapport à un trièdre fixe $Oxyz$ (Ox étant orienté dans la direction de la lumière incidente et Oy dans la direction d'observation), les intensités diffusées V_v et V_h se mettent, à un facteur constant près, sous la forme

$$V_v = \sum_i \sum_j [\beta + (\alpha-\beta)\nu_i^2][\beta + (\alpha-\beta)\nu_j^2] \cos\psi_{ij},$$

$$V_h = \sum_i \sum_j (\alpha-\beta)^2 \mu_i \nu_i \mu_j \nu_j \cos\psi_{ij}.$$

Dans ces formules, la double somme s'étend à tous les couples de molécules contenues dans le volume V et ψ_{ij} représente la différence de phase entre les radiations diffusées par les molécules i et j.

En décomposant cette double somme et en tenant compte du fait que tous les couples de molécules jouent un rôle identique, on peut écrire

$$\begin{aligned} V_v &= \mathrm{N}\langle[\beta + (\alpha-\beta)\nu^2]^2\rangle \\ &\quad + \mathrm{N}(\mathrm{N}-1)\langle[\beta + (\alpha-\beta)\nu_1^2][\beta + (\alpha-\beta)\nu_2^2]\cos\psi_{12}\rangle, \\ V_h &= \mathrm{N}\langle(\alpha-\beta)^2\mu^2\nu^2\rangle \\ &\quad + \mathrm{N}(\mathrm{N}-1)\langle(\alpha-\beta)^2\mu_1\nu_1\mu_2\nu_2\cos\psi_{12}\rangle; \end{aligned}$$

le signe $\langle\ \rangle$ indique qu'il faut prendre la valeur moyenne de l'expression ainsi encadrée sur toutes les positions possibles des molécules 1 et 2.

Le premier terme de ces expressions est le terme classique de la théorie des gaz parfaits et se calcule facilement. Pour calculer le deuxième terme nous supposerons que les interactions dans le fluide considéré ont un rayon d'action très petit devant la longueur d'onde de la lumière utilisée, hypothèse justifiée dans la plupart des cas sauf peut-être celui d'un fluide près de l'état critique. Ceci nous permettra de traiter les molécules comme indépendantes dès que la quantité $\cos\psi_{12}$ ne sera plus égale à 1 ou, au contraire, de négliger la variation de $\cos\psi_{12}$ quand il s'agira d'étudier les molécules exerçant des forces l'une sur l'autre. En opérant ainsi on obtient, après avoir donné au vecteur $\vec{r}_{12}$ joignant la molécule 1 à la molécule 2 toutes les orientations possibles, les expressions

$$V_v = \alpha_0^2\left[\left(1+\frac{4}{5}\delta_0^2\right)\mathrm{N} + \mathrm{N}(\mathrm{N}-1) \times\left\{\left\langle\frac{\sin hr_{12}}{hr_{12}}\right\rangle + \frac{4}{5}\delta_0^2\left\langle\frac{3\cos^2\varphi-1}{2}\right\rangle\right\}\right],$$

et

$$V_h = \alpha_0^2\left[\frac{3}{5}\delta_0^2\left\{\mathrm{N} + \mathrm{N}(\mathrm{N}-1)\left\langle\frac{3\cos^2\varphi-1}{2}\right\rangle\right\}\right],$$

où nous avons posé

$$\alpha_0 = \frac{\alpha+2\beta}{3}, \qquad \delta_0 = \frac{\alpha-\beta}{\alpha+2\beta} \qquad \text{et} \qquad h = \frac{4\pi}{\lambda}\sin\frac{\theta}{2},$$

en appelant θ l'angle entre le rayon incident et le rayon diffusé et φ l'angle entre les axes des ellipsoïdes 1 et 2.

Pour calculer les deux valeurs moyennes figurant dans les deuxièmes membres des équations précédentes, nous appellerons ω l'ensemble des trois variables angulaires caractérisant l'orientation des deux molécules l'une par rapport à l'autre et par rapport au vecteur $\vec{r}_{12}$ et $\mathrm{d}\omega$ l'élément différentiel dans l'espace correspondant, puis nous définirons la fonction radiale de distribution $g(r, \omega)$ caractérisant la probabilité de trouver deux molécules situées à la distance r et présentant la configuration ω. Cette fonction est une généralisation de la fonction radiale de distribution $G(r)$ de Zernike et Prins [2] qui ne tient pas compte des orientations relatives des molécules et l'on a évidemment

$$G(r) = \int g(r, \omega)\,\mathrm{d}\omega.$$

En posant, en outre, $\varphi(\omega) = (3\cos^2\varphi - 1)/2$ et, après une transformation classique qui permet d'étendre à l'infini les limites d'intégration sur r, on peut écrire, à un facteur constant près,

$$\begin{aligned} V_v &= 1 + \frac{4}{5}\delta_0^2 + \frac{\mathrm{N}-1}{V}\left[\int_0^\infty \frac{\sin hr}{hr}[G(r)-1]\,4\pi r^2\,\mathrm{d}r \right. \\ &\qquad \left. + \frac{4}{5}\delta_0^2\int_r\int_\omega \varphi(\omega)\,g(r,\omega)\,4\pi r^2\,\mathrm{d}r\,\mathrm{d}\omega\right], \\ V_h &= \frac{3}{5}\delta_0^2\left[1 + \frac{\mathrm{N}-1}{V}\int_r\int_\omega \varphi(\omega)\,g(r,\omega)\,4\pi r^2\,\mathrm{d}r\,\mathrm{d}\omega\right]. \end{aligned}$$

On peut simplifier l'écriture de ces expressions en posant

$$\Phi(r) = \frac{1}{G(r)}\int_\omega \varphi(\omega)\,g(r,\omega)\,\mathrm{d}\omega$$

et en remarquant que, dans le domaine où $G(r) - 1$ est différent de 0, $\sin hr/hr$ reste égal à l'unité.

Si, ces simplifications faites, on forme la quantité $5\,V_h/(3\,V_v - 4\,V_h)$ qui, pour un gaz parfait, est égale à l'anisotropie δ_0^2 des molécules on obtient une anisotropie mesurée δ^2 qui a pour expression

$$\delta^2 = \delta_0^2\,\frac{1 + \dfrac{\mathrm{N}}{V}\displaystyle\int_0^\infty \Phi(r)\,G(r)\,4\pi r^2\,\mathrm{d}r}{1 - \dfrac{\mathrm{N}}{V}\displaystyle\int_0^\infty [1 - G(r)]\,4\pi r^2\,\mathrm{d}r}.$$

Le dénominateur de cette expression représente, suivant un résultat classique, la compressibilité β

du fluide et l'on obtient finalement

$$\delta^2 = \delta_0^2 \left[\frac{V}{NkT\beta} + \frac{1}{kT\beta} \int_0^\infty \Phi(r)\, G(r)\, 4\pi r^2 \mathrm{d}r \right].$$

Si l'on suppose les orientations des molécules indépendantes, $\Phi(r)$ est nul quel que soit r et l'on retombe sur la formule de Cabannes.

La formule que nous venons d'établir doit permettre de calculer à partir de l'anisotropie mesurée les corrélations entre les orientations de molécules. Elle doit s'appliquer sans difficulté aux gaz réels et aux solutions diluées mais son application aux liquides est sujette à caution car, dans ce cas, il faut tenir compte des fluctuations du champ interne et du fait que les polarisabilités des molécules peuvent dépendre de la position des molécules voisines.

[1] Cabannes J. — La diffusion moléculaire de la lumière, Paris, 1929.
[2] Zernike F. et Prins J. A. — *Z. Physik*, 1927, **41**, 184.

2. — Sur le rôle de l'interaction spin-spin dans les propriétés magnétiques de certaines molécules;

par M. J. Wucher.

Exposé des recherches effectuées pendant un séjour au Laboratoire Kamerlingh Onnes (Leyde). Les résultats obtenus ont fait l'objet de trois publications dans *Physica*.

[1] Wucher J. et Gijsman H. M. — *Physica*, 1954, **20**, 361.
[2] Gijsman H. M., Karantassis T. et Wucher J. — *Physica*, 1954, **20**, 367.
[3] Wucher J. et Wasscher J. D. — *Physica*, 1954, **20**, 721.

3. — Démonstration d'une mesure de champ magnétique par résonance nucléaire;

par M. F. Dachert.

Pour effectuer des mesures absolues précises de champs magnétiques, on a fait appel à la résonance nucléaire. L'appareil présenté est du type autodyne [1] modifié par l'équipe de résonance de Grenoble [2].

La raie observée dans un champ magnétique de 2 000 Oe fourni par un électroaimant aux pièces polaires planes de 9 cm de diamètre et dans un entrefer de 27 mm correspond à un signal bien visible de 50 mV environ. La précision de la mesure est de l'ordre de 0,1 pour 100.

[1] Pound R. V. et Knight W. D. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 219.
[2] Dautreppe D. et Paulevé J. — *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 78 S.

SECTION BOURGOGNE-FRANCHE-COMTÉ
(Besançon.)

SÉANCE DU 29 JANVIER 1955.

(*) 1. — Aperçu sur le congrès de chronométrie de Paris (1er au 5 octobre 1954);

par P. Mesnage,

Professeur à l'Institut de Chronométrie.

Ce Congrès tenu à Paris (au Conservatoire des Arts et Métiers) a entendu au cours de quatre journées de conférences environ 130 Communications présentées par des auteurs appartenant à 26 pays, où les nations occidentales étaient en majorité, mais où les pays de l'Est étaient aussi représentés.

Le Congrès précédent avait eu lieu à Genève en 1949. Le prochain est prévu pour Munich en 1959.

Il est impossible de passer en revue tout le programme mais pour en donner une idée générale, on propose le classement suivant :

Chronométrie fondamentale. — Définition de l'échelle de temps. Mesure et comparaison des fréquences. Déterminations astronomiques.

Chronométrie appliquée. — Diffusion de l'heure. Signaux horaires. Géodésie. Navigation. Éphémérides. Calendrier. Heure d'été. *Mesure des intervalles de temps* (avec référence spéciale aux très petits et très grands intervalles).

Chronométrie technique. — Horlogerie mécanique. Horlogerie électrique. Horlogerie électronique. Chronographes. Contrôles horlogers. Normalisation.

Matériaux. — Quartz piézoélectrique. Rubis pour l'horlogerie. Plastiques. Métaux (en particulier pour spiraux). Huiles.

Questions diverses. — Enseignement technique. Questions historiques.

Dans cette courte Communication, deux points seulement ont fait l'objet d'un développement.

Définition du temps. — Le *temps sidéral* basé sur le jour sidéral n'est plus considéré comme étalon à cause des irrégularités de la rotation terrestre : *a*. déplacement des pôles; *b*. variations saisonnières; *c*. fluctuations (avec sauts brusques d'accélération); *d*. ralentissement séculaire.

Le problème comporte actuellement deux solutions :

1. *Temps des éphémérides* : basé sur les phénomènes astronomiques à long terme, en principe *l'année sidérale*, en fait position de la lune par rapport aux étoiles; restitue *a posteriori* l'heure après un délai très long nécessité par les calculs et la comparaison des observations.

2. *Temps des horloges à quartz* : comprend plusieurs opérations :

réalisation d'une *échelle de temps uniforme* par comparaison entre elles d'un certain nombre d'horloges à quartz, en prenant pour *critère* de qualité la moyenne des valeurs absolues des différences secondes des marches mensuelles par rapport à l'horloge moyenne;

l'étalonnage de cette fréquence par rapport au Temps Universel débarrassé de ses deux principales irrégularités (déplacement du pôle, variation saisonnière *estimée*);

le départ et le raccord de cette échelle de fréquence sur les événements astronomiques par observations d'heure sidérale.

Horloge a quartz. — Elle est toujours en progrès et en pleine jeunesse. D'après les discussions entre les spécialistes, qui semblent s'en tenir, en annonçant des performances, chacun au type d'horloge qu'ils ont développé, la concurrence se circonscrit surtout entre les anneaux selon Essen et les barreaux selon Scheibe (les *lames* de quartz semblent pour le moment hors de cause pour le rôle d'étalons primaires).

Pour les anneaux Essen (dont l'entretien est assuré par un montage en pont) on indique $Q = 2.10^6$. Variation de fréquence indiquée de 10^{-10} d'une heure à l'autre. Vieillissement $1{,}5.10^{-8}$ par mois au maximum. Dans le cas de celui qui pilote les signaux M.S.F., on a eu moins de 10^{-9}. Isochronisme 10^{-8} pour une variation de 10 pour 100 d'amplitude.

Des barreaux Scheibe (avec entretien par le montage Pierce) donneraient pour vieillissement (horloge à quartz du P.T.B.) : avance de $2{,}53.10^{-6}$ s/j², soit environ $0{,}9.10^{-9}$ par mois en valeur relative avec une marche presque parfaitement linéaire (coefficient des différences secondes de la marche extraordinairement petit).

Les prochaines années apporteront encore une clarification de ces résultats et verront peut-être aussi le développement des étalons moléculaires ou atomiques.

Les *Actes du Congrès* sont en cours de publication. Ils sont en souscription à l'Observatoire de Besançon au prix de 4 000 F.

2. — Oscillations de relaxation (lampe au néon);

par M. M. Joannis,
Assistant à la Faculté des Sciences de Besançon.

La théorie la plus simple donne en première approximation une assez bonne explication du phénomène mais, par contre dans certains cas, conduit à des résultats qui ne sont pas vérifiés par l'expérience.

En faisant intervenir une résistance non nulle pour le tube à néon lors de la décharge du condensateur et en refaisant les calculs dans ce cas, les résultats obtenus sont beaucoup plus près de la réalité que précédemment.

Cette Communication est exposée en détail dans le *Bulletin de l'Union des Physiciens* de novembre-décembre 1953, n° 413, p. 130.

(*) 3. — Étude des couches métalliques minces par ellipsométrie de la lumière réfléchie;

par M. J. Moret-Bailly,
Assistant à la Faculté des Sciences de Dijon.

Nous avons étudié l'état de polarisation de la lumière réfléchie, sous une incidence de 45°, pour la longueur d'onde $0{,}546\,\mu$, par des lames minces d'aluminium déposées sur verre par évaporation thermique; l'épaisseur des lames a été déduite de la masse d'aluminium vaporisée, une méthode chimique (dosage colorimétrique à l'aluminon) servant de contrôle.

Nous avons utilisé un ellipsomètre de Chaumont, dont nous avons remplacé le compensateur à cuves prismatiques par une lame de mica dont les faces avaient été enduites d'une couche de fluorure de calcium antiréfléchissante pour la longueur d'onde utilisée; l'intensité de la lumière réfléchie sur les faces du compensateur est suffisamment réduite pour permettre l'emploi de l'analyseur à pénombre, même pour de fortes ellipticités de la lumière étudiée.

Nous avons déduit des mesures faites sur une couche épaisse les indices de réfraction et d'extinction de l'aluminium $\nu = 0{,}750$, $\varkappa = 4{,}880$. Il semble que l'aluminium déposé en couches de moins de 50 Å soit totalement oxydé; la densité optique de la lame est faible, le déphasage des ondes réfléchies dans les deux azimuts change de signe pour une épaisseur de 63 Å. Le rapport des amplitudes réfléchies dans les deux azimuts varie très peu pour des épaisseurs comprises entre 105 et 200 Å et, corrélativement, la densité optique de ces couches est sensiblement constante.

(*) 4. — Mesure de la vitesse de combustion par la méthode de la bulle de savon;

par MM. M. Lecamp et A. Sicard,
Attachés de recherches
au Centre National de la Recherche Scientifique.

Nous avons mis au point un montage permettant la mesure des vitesses de combustion des mélanges gazeux inflammables et, en particulier, des mélanges d'hydrocarbures et de protoxyde d'azote.

Le mélange gazeux étudié est enfermé dans une bulle dont la paroi plastique est constituée par un liquide de tension superficielle convenable. Deux électrodes amovibles permettent d'enflammer le mélange au centre de la bulle.

La mesure de la vitesse Z d'augmentation du rayon du front de flamme et celle du rapport $\rho = V_i/V_f$ des volumes initiaux et finaux de la bulle permettent de calculer la vitesse de combustion $U = Z\rho$.

Le dispositif utilisé pour ces mesures est un montage optique de strioscopie sur fond clair donnant un grandissement égal à 1 : 3,73. La croissance de la bulle est enregistrée photographiquement grâce à une camera à tambour tournant et enregistrement continu.

La base de temps est obtenue par occultation d'un faisceau lumineux à la fréquence de 2 000 Hz.

Cette occultation est réalisée par un disque entraîné par moteur synchrone.

Les mesures sont effectuées au comparateur et un agrandissement graphique de l'image photographique est réalisé sur papier millimétré.

La détermination d'une valeur de la vitesse nécessite un grand nombre d'enregistrements.

SECTION DE TOULOUSE.

SÉANCE CONSTITUTIVE DU 18 DÉCEMBRE 1954.

Ont été élus :

Président : M. E. DURAND, Doyen de la Faculté des Sciences.

Président d'Honneur : M. G. DUPOUY, Doyen honoraire, Directeur du Centre National de la Recherche Scientifique.

Secrétaire : M. M. BAYET, Maître de Conférences d'Électronique.

La Communication suivante a été présentée :

Les Statistiques de la Physique;

par M. M. BAYET,
Faculté des Sciences de Toulouse.

L'on ne voit pas toujours très bien, dans les exposés relatifs aux Statistiques, la raison pour laquelle la statistique dite « classique », qui suppose les particules distinctes, donne des résultats « intermédiaires » entre ceux des deux statistiques quantiques, de Bose et de Fermi, basées toutes deux sur leur indiscernabilité et l'on n'y trouve pas d'allusion au fait que la statistique classique pourrait admettre le principe d'exclusion de Pauli, dont on ne voit pas *a priori* pourquoi il s'appliquerait uniquement aux particules indiscernables.

La clarification de ces faits est partiellement obtenue par l'introduction d'une quatrième statistique, dite « Statistique quantique de Maxwell-Boltzmann » [1], mais il paraît indispensable de signaler que cette statistique n'est qu'approximative et de préciser les conditions dans lesquelles elle est valable; c'est ce que nous allons faire.

Le problème fondamental est le suivant : étant donné un système formé de N particules, ayant l'énergie totale U, quel est le nombre W des « complexions » distinctes qui réalisent un « état » donné, état caractérisé par n_1 particules ayant l'énergie u_1, n_2 l'énergie u_2, ..., n_i l'énergie u_i, étant donné qu'à l'état u_i correspondent g_i « états de mouvement » possibles, donc que tout se passe comme si les n_i particules d'énergie u_i devaient être réparties entre g_i cellules, ce qui peut se faire de w_i façons différentes ?

L'état d'équilibre que l'on observera sera l'état pour lequel W est maximum, c'est-à-dire l'état le plus probable, état qui sera caractérisé par une loi de répartition $n(u)$. La valeur de W, et par suite l'expression $n(u)$, dépendent des hypothèses faites sur les particules et en définissent la statistique.

1. *Statistique classique* (S_c). — Les particules sont distinctes et indépendantes; chaque cellule peut donc en contenir plusieurs, leur ordre n'intervenant pas. Il faut d'abord répartir les N particules entre les différents groupes d'énergie, ce qui peut se faire de

$$w = \frac{N!}{(n_1)!(n_2)!\ldots(n_i)!} \quad \text{façons différentes,}$$

puis, à l'intérieur du groupe u_i, répartir les n_i composantes, ce qui peut se faire de

$$(w_c)_i = (g_i)^{n_i} \quad \text{façons, d'où} \quad W_c = N!\prod_i \frac{(g_i)^{n_i}}{(n_i)!}.$$

La loi de répartition correspondante (pour $n_i \gg 1$) est

$$(n_i)_c = g_i\, e^{-(\alpha+\beta u_i)},$$

α et β étant deux constantes déterminées par les relations

$$\Sigma n_i = N, \qquad \Sigma n_i u_i = U.$$

2. *Statistique de Bose-Einstein* (S_B). — Les particules sont indiscernables (donc ici $w = 1$) et indépendantes, de sorte que le nombre de complexions répartissant n_i particules entre g_i cellules est celui des combinaisons *avec* répétitions de g_i objets n_i à n_i, d'où

$$(w_B)_i = \frac{(n_i+g_i-1)!}{(n_i)!(g_i-1)!} \qquad \text{et} \qquad W_B = \prod_i (w_B)_i.$$

La loi de répartition (pour $n_i \gg 1$, $g_i \gg 1$) est

$$(n_i)_B = \frac{g_i}{e^{\alpha+\beta u_i}-1}.$$

3. *Statistique de Fermi-Dirac* (S_F). — Les particules, toujours indiscernables, obéissent au principe d'exclusion de Pauli : pas plus d'une particule par cellule. Le nombre de complexions $(w_F)_i$ est alors celui des combinaisons *sans* répétitions de g_i objets n_i à n_i, soit

$$(w_F)_i = \frac{(g_i)!}{(n_i)!(g_i-n_i)!} \qquad \text{et} \qquad W_F = \prod_i (w_F)_i.$$

4. *Statistique mixte* (S_m) (statistique quantique de Maxwell-Boltzmann). — *Par définition*, on prend

$$(w_m)_i = \frac{(w_c)_i}{(n_i)!} = \frac{(g_i)^{n_i}}{(n_i)!}$$

et

$$W_m = \frac{W_c}{N!} = \prod_i \frac{(g_i)^{n_i}}{(n_i)!}.$$

Comme W_m ne diffère de W_c que par le facteur constant N !, la loi de répartition est *la même que dans la statistique classique*. Mais elle est « intermédiaire » entre les deux statistiques quantiques S_B et S_F, car on peut montrer que si, comme elles, elle compte 1 pour toute complexion ne comportant qu'une particule par cellule, elle compte moins de 1, mais non 0, pour les complexions d'occupations multiples. On voit d'ailleurs facilement que

$$w_F < w_m < w_B,$$

w_m n'étant pas un nombre entier en général.

En outre, quand le rapport n_i/g_i tend vers zéro, les trois dernières statistiques tendent à donner les mêmes résultats, l'importance relative des complexions d'occupations multiples tendant vers zéro (ceci correspond, sur l'expression des lois de répartition, au fait que, e^{α} étant alors très grand, le 1 qui figure au dénominateur dans les deux statistiques quantiques peut être négligé). On peut noter qu'il est regrettable de dire dans ce cas que le système étudié possède une dégénérescence faible, si par ailleurs l'on continue de dire, d'un état u_i comportant g_i cellules, qu'il est dégénéré g_i fois, puisque ce cas correspond justement à g_i très grand (par rapport à n_i).

5. et 6. Pour établir une symétrie complète dans cet exposé, il y aurait lieu d'introduire les deux statistiques suivantes : la « statistique classique de Fermi-Dirac » (S'_F) (particules discernables avec principe d'exclusion), où l'on aurait

$$(w'_F)_i = (n_i)!\, w_F \qquad \text{et} \qquad W'_F = N!\, W_F,$$

donc une loi de répartition identique à celle de Fermi, et la « statistique classique de Bose-Einstein » (S'_B) où l'on distinguerait entre deux complexions ne différant que par permutation des particules à l'intérieur d'un même cellule, pour laquelle on aurait

$$(w'_B)_i = (n_i)!\, w_B \qquad \text{et} \qquad W'_B = N!\, W_B,$$

et la loi de répartition de Bose.

En résumé, il existe donc cinq statistiques arithmétiquement justifiables de façon rigoureuse et une sixième, la statistique mixte, intermédiaire entre les deux statistiques quantiques, qui est mathématiquement la plus commode à manipuler, et que l'on peut utiliser dans tous les cas « classiques », sans préjuger de la statistique exacte à laquelle obéissent en réalité les particules que l'on étudie.

[1] Rocard Y. — Thermodynamique, Masson, Paris, 1952, p. 416-436.

SÉANCE DU 18 FÉVRIER 1955.

1. — Examen de coupes minces métallographiques en microscopie et diffraction électroniques;

par M. R. Castaing.

Parmi les diverses méthodes d'examen au microscope électronique des échantillons métallurgiques, seule la méthode indirecte d'examen sur empreintes permettait jusqu'à présent un pouvoir de résolution convenable; la fidélité des meilleures empreintes était cependant insuffisante pour reproduire avec certitude des détails de dimensions inférieures à 5 mμ.

Seul l'examen direct du métal par transmission permet d'espérer l'utilisation complète du pouvoir de résolution ultime du microscope électronique, soit 0,6 mμ environ. L'épaisseur de l'échantillon doit être amenée dans ce cas au-dessous de 0,01 μ.

Une première solution se présente : l'examen d'alliages préparés directement en couche mince par vaporisation sous vide des éléments constituants; mais de nombreuses critiques peuvent être opposées à ce mode opératoire : incertitude sur la composition de l'alliage obtenu, risque d'évolution différente lors d'un traitement thermique par suite de l'absence de dislocations et principalement de germes de précipitation. La véritable solution consiste à amincir l'échantillon massif après qu'il ait subi tous les traitements thermiques dont l'on veut étudier les effets. L'étude sur coupe mince présente alors sur les méthodes d'empreinte l'avantage considérable de permettre une étude de l'échantillon en diffraction électronique localisée, d'où identification par leur diagramme des phases observées sur la micrographie.

Les premiers essais de perfectionnement de la méthode d'amincissement électrolytique de Heidenreich sont décrits et discutés; les résultats obtenus étaient peu convaincants (minceur insuffisante, rareté des zones amincies, artefacts provenant de la présence sur la couche de films d'oxyde ou d'impuretés introduits par le polissage électrolytique). Une nouvelle méthode d'amincissement procédant par pulvérisation cathodique (bombardement ionique de l'échantillon) est alors proposée; ses avantages, ses perfectionnements successifs et les résultats obtenus sont discutés.

Les divers stades d'hétérogénéisation accompagnant le vieillissement de l'alliage Al-Cu 4 pour 100 ont pu être ainsi mis en évidence par des aspects micrographiques caractéristiques et les diagrammes électroniques correspondants. Les zones de Guinier-Preston elles-mêmes sont révélées par la micrographie malgré leur extrême finesse : les traînées correspondantes apparaissent sur le diagramme de diffraction.

L'examen d'alliages à nombre atomique moyen élevé est rendu plus délicat par le grand pouvoir diffusant des éléments lourds pour les électrons. Des résultats satisfaisants ont pu cependant être obtenus sur un échantillon de laiton (observation de lacunes après recuit sous vide à haute température).

Il semble d'ores et déjà que l'examen direct par transmission des échantillons métallurgiques soit appelé à remplacer les méthodes classiques d'examen sur empreintes dans tous les cas où se trouve nécessaire un pouvoir de résolution élevé.

2. — Construction des lentilles électroniques magnétiques;

par P. Durandeau,

Laboratoire d'Optique Électronique,
Faculté des Sciences de Toulouse.

Une lentille électronique magnétique est un électro-aimant de révolution percé d'un canal centré sur l'axe et par lequel passe le faisceau électronique. Le champ de symétrie axiale agit sur le faisceau électronique de façon comparable à une lentille sur un faisceau lumineux.

En vue de préciser les conditions de construction des lentilles électroniques magnétiques, particulièrement pour les lentilles destinées à focaliser des électrons accélérés sous des tensions plus élevées que dans les microscopes électroniques courants, nous avons repris l'étude de la topographie du champ sur l'axe d'une lentille magnétique au moyen d'un système pendulaire électrodynamique [1].

Le champ sur l'axe habituellement considéré est le champ intense qui règne dans l'entrefer et qui décroît très rapidement de part et d'autre.

Mais l'étude expérimentale met en évidence le champ qui existe sur l'axe, loin de l'entrefer, champ dont la valeur relative augmente beaucoup quand l'excitation dépasse une certaine valeur.

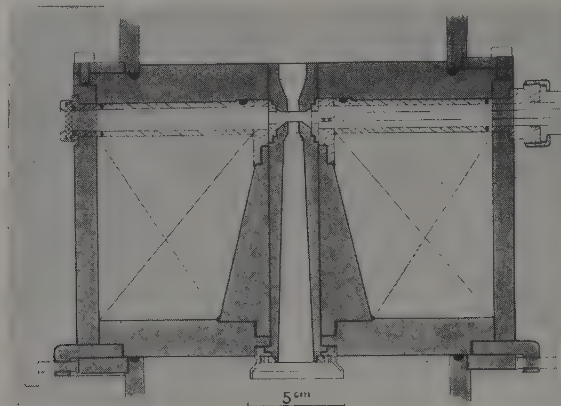


Fig. 1.

Ce champ est gênant : il rend difficile le centrage des lentilles d'un microscope électronique, il perturbe l'effet de focalisation de la zone centrale, il exige des ampères-tours supplémentaires d'excitation.

Dans une première partie de ce travail, nous avons examiné les moyens d'annuler ce champ loin de l'entrefer. On y parvient en substituant au fût *cylindrique* habituel des pièces polaires un fût *tronconique* qui évite la saturation des pièces polaires. Pour éviter la saturation en toute autre zone du circuit magnétique, les flasques et l'enveloppe extérieure doivent aussi être convenablement dimensionnés. L'étude expérimentale de la variation du flux le long du circuit magnétique permet de préciser et d'interpréter les règles de construction ainsi obtenues.

Grâce à ces précautions, la valeur de l'intégrale $\frac{1}{\mu_0}\int B\,dz$, étendue au champ dans l'entrefer et dans son voisinage, peut atteindre 95 pour 100 du nombre des ampères-tours de la bobine excitatrice même pour les fortes excitations qui correspondent au minimum de longueur focale pour les tensions d'accélération élevées.

Dans une deuxième partie, nous avons examiné comment il fallait réaliser les pièces polaires au voisinage de l'entrefer pour obtenir le champ maximum et la plus faible largeur de la topographie. En particulier nous avons précisé la forme *intérieure* du canal percé dans les pièces polaires et les conditions dans lesquelles il était possible de l'élargir, loin de l'entrefer.

A titre d'exemple d'application des règles ainsi déterminées, nous donnons la figure 1 précisant quelques détails de construction d'un objectif de microscope électronique prévu pour une tension d'accélération de 250 kV.

Un article plus développé sera publié ultérieurement.

[1] Durandeau P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 366.

INFORMATION

Association française pour l'Avancement des Sciences.

M. le Professeur Eugène Darmois a représenté la Société française de Physique au dernier Congrès tenu à Poitiers par l'Association française pour l'Avancement des Sciences. Il a donné le 17 juillet 1954 une Conférence sur les théories des électrolytes.

Le Gérant : Maurice Blondin. 148315 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1955.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Reconnue comme Établissement d'utilité publique par décret du 15 janvier 1881.

44, rue de Rennes, Paris (VIe).

COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

ASSEMBLÉE GÉNÉRALE ET SÉANCE DU 21 JANVIER 1955.

I. — Assemblée générale.

Présidence de M. Kastler.

Dès l'ouverture de la séance, il est procédé au scrutin pour le renouvellement partiel du Bureau, la nomination d'un Membre d'Honneur, de huit Membres du Conseil et d'un Commissaire aux Comptes. Le résultat des votes sera proclamé en séance ordinaire, après dépouillement par les scrutateurs : MM. Brossel, Marandon, Jeandel.

M. le Président donne la parole à M. Maurice Blondin, rapporteur de la Commission des Comptes, pour la lecture de son rapport relatif à l'exercice 1953-1954.

RAPPORT DE LA COMMISSION DES COMPTES SUR L'EXERCICE 1953-1954 (ANNÉE 1954).

Mesdames, Messieurs,

Nous avons l'honneur de soumettre à votre approbation les comptes de l'exercice 1953-1954 (année 1954) de notre Société.

Actif. — L'actif comptabilisé, s'élevant à 11 140 397 F, comprend des titres pour une valeur de 5 979 340 F, en augmentation de 1 598 000 F par prélèvement sur une partie des disponibilités et des espèces pour un montant de 5 161 057 F, en diminution de 278 173 F, soit, par solde, une augmentation de 1 319 827 F par rapport à l'exercice précédent.

Au sujet des titres, nous vous signalons les nouvelles dispositions prises conformément aux autorisations données par le Conseil et la dernière Assemblée générale : au lieu d'un nombre considérable d'obligations diverses soumises à transformation, remboursement, regroupement, etc., ce qui rendait leur inventaire et leur estimation difficiles, tout en entraînant des frais, le portefeuille actuel comprend exclusivement des rentes 3 % perpétuelles et des rentes 3,5 % 1952 (dites valeur-or).

Ces titres sont l'objet de six certificats seulement, qui nous ont été présentés ainsi que les pièces justificatives des espèces restant en caisse et en banque au 31 octobre 1954.

Les éléments non comptabilisés sont représentés par les 431 actions de la Société *Journal de Physique*, les ouvrages en dépôt à la librairie Gauthier-Villars, les cotisations dues et non encore payées, des créances restant à recouvrer sur quelques participants à l'Exposition annuelle.

Passif. — Au passif, figurent : 1° ce que possède en propre la Société française de Physique, à savoir le fonds de réserve de 847 954 F, sans changement, représenté exclusivement par des titres et, sous le nom de provisions libres, d'une part, le report du solde de l'exercice 1953, soit 6 705 383 F et, d'autre part, le solde créditeur du compte des ressources et des charges de 1 779 191 F, soit un montant global des provisions libres de 8 484 574 F, représenté par des titres pour 5 131 386 F et des espèces pour 3 353 188 F; 2° une somme de 1 407 950 F revenant à la Société *Journal de Physique* et provenant, d'une part, de la rétrocession des 6/10e du montant des cotisations encaissées au cours de l'exercice, soit 907 950 F, en échange de la fourniture de 1170 abonnements à la publication *Le Journal de Physique et le Radium*, d'autre part, de la subvention du Centre National de la Recherche Scientifique, de 500 000 F, au titre de la Documentation bibliographique; 3° le solde créditeur du Comité français de Physique s'élevant à 399 919 F.

L'examen du « *Compte des ressources et des charges* » fait ressortir un montant total des ressources de 9 762 162 F, contre 8 172 599 F pour l'exercice précédent; les charges se sont élevées à 7 982 971 F, d'où un excédent de recettes de 1 779 191 F, représentant le solde créditeur indiqué plus haut.

Les postes les plus importants de ce chapitre, du côté ressources sont : 1° les cotisations encaissées, soit 1 513 251 F contre 1 410 924; 2° les recettes de l'Exposition et de son catalogue, 7 090 956 F contre 5 373 934 F qui, déduction faite des frais engagés, également en augmentation, 4 619 397 contre 3 607 707, laissent un bénéfice important de 2 471 559 F.

Du côté charges, figurent les frais de fonctionnement proprement dit de la Société, soit 1 955 624 F contre 1 117 168 F l'année passée; cette différence est justifiée notamment par des augmentations des frais de réunions, de voyages et de réceptions de conférenciers français et étrangers et des frais occasionnés par l'établissement de l'annuaire publié en 1954.

Compte tenu des ressources diverses s'élevant à 657 955 F, représentant les intérêts des titres, différents dons et deux subventions, l'une du Ministère des Affaires Étrangères, l'autre du Centre National de la Recherche Scientifique, ce poste se solde par un déficit de 692 368 F contre 165 057 F l'année passée, déficit heureusement compensé par le solde créditeur de l'Exposition se montant à 2 471 559 F, comme indiqué plus haut.

En conclusion, l'exercice de votre Société se solde cette année encore par un bénéfice net de 1 779 191 F comparable au bénéfice de 1 601 170 F de l'an passé.

D'après la statistique établie au 31 octobre 1954, le nombre des Membres est pratiquement resté stationnaire, à quelques unités près, depuis déjà plusieurs années, soit 1101 contre 1088 en 1953.

Les comptes dont nous venons de vous donner connaissance et que nous vous demandons d'approuver, représentent la situation financière de votre Société au 31 octobre 1954.

Les Membres de la Commission :
Maurice Blondin, *rapporteur*;
Eugène Dupuy.

Le rapport de la Commission des Comptes est mis aux voix et adopté.

M. Kastler, Président sortant, prononce l'allocution suivante :

Mes chers Collègues,

La coutume veut qu'avant de céder la place au nouveau président, le président de l'année écoulée jette un coup d'œil sur le passé.

L'année 1954 a vu disparaître de grands physiciens. A la séance du mois dernier nous avons évoqué la mémoire du grand théoricien Enrico Fermi. Nous avons depuis appris la mort, en octobre dernier, à l'âge de 79 ans, d'un grand expérimentateur Théodore Lyman, l'explorateur de l'ultraviolet lointain. De son œuvre nous ne retiendrons que la découverte en 1906 de la série de Lyman de l'atome d'hydrogène :

$$\nu = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right), \qquad Ly\alpha = 1215 \text{ Å}.$$

Lyman a fait ses recherches et sa carrière à Harvard où il était professeur depuis 1921. Son petit livre sur l'ultraviolet, traduit en français, préfacé par Charles Fabry, se lit comme un roman de l'exploration d'un continent inconnu.

Revenons à notre Société et résumons son activité pendant l'année dernière. Les trois sections se sont réunies chaque mois et je voudrais remercier M. Maréchal, notre Secrétaire général et M. Françon, Secrétaire, qui ont organisé les réunions de la Section générale et de la Section d'Optique, et M. Berthelot qui a organisé les séances de la Section la plus vivante de notre Société, la Section de Physique nucléaire. Notre exposition de Physique remporte d'année en année un succès croissant et si, en 1953 à la 50e exposition, le Ministre de l'Éducation Nationale a honoré l'Exposition de sa visite pour la première fois, nous avons enregistré en 1954 la visite de deux Ministres, celle du Ministre de l'Éducation Nationale, M. André Marie et celle du Ministre de l'Industrie et du Commerce, M. Jean Louvel, et nous espérons que la progression se maintiendra.

Nous avons été très heureux de pouvoir faire de l'exposition de 1954 une manifestation d'amitié franco-italienne, et de faire admirer à la salle Blumenthal les beaux appareils de physique réalisés et présentés par nos collègues italiens.

Je sais le très grand travail que l'organisation de cette participation ~~et le~~ transport du matériel ont donné ~~à M. le Pro~~fesseur Polvani, Président de la Société italienne de Physique, Membre de notre Conseil, et comme il est présent parmi nous ce soir je voudrais être auprès de lui l'interprète de notre reconnaissance.

Nous avons pris en 1954 l'initiative d'organiser une réunion générale de notre Société en province, au début d'octobre à Nancy, sur le sujet « Défauts de réseaux dans les solides ». Cet essai a été très encourageant. Les séances ont été suivies par plus de 60 participants. M. Chapelle, Professeur à la Faculté des Sciences de Nancy, a été l'animateur de l'organisation. Je l'en remercie et j'espère que l'impulsion se transmettra au cours des années suivantes et qu'il y aura chaque année une grande réunion en province.

Enfin, en novembre, notre Société a organisé à Paris un cycle de conférences pour commémorer le 20e anniversaire de la découverte de la Radioactivité artificielle par Frédéric et Irène Joliot-Curie.

Les quatre conférences de MM. Rosenblum (Historique), Frisch (la Radioactivité artificielle et la Physique), Paneth (la Radioactivité artificielle et la Chimie) et Tubiana (la Radioactivité artificielle et la Biologie), paraîtront au *Journal de Physique*.

Ceci m'amène à vous parler du *Journal de Physique* qui est l'organe de notre Société et le lien qui nous unit. Rénové il y a quelques années par la création des lettres à l'éditeur, sa modernisation se poursuit. Le dernier numéro vous a été envoyé dans une pochette à plat. A partir de janvier 1955, il sera orné d'une plus belle couverture; enfin, dès l'écoulement du stock actuel, il sera imprimé sur meilleur papier. Le nombre de manuscrits augmente et une augmentation de l'épaisseur et du nombre des fascicules est à l'étude. Mais toutes ces améliorations coûtent de l'argent, et je me permets de vous soumettre la proposition du Conseil d'augmenter le montant de la cotisation annuelle de 1/3. Les cotisations de la Société de Chimie physique et de la Société chimique de France sont respectivement de 3 000 et de 4 000 F. La nôtre reste encore très modeste et les membres de notre Société paient le *Journal* au-dessous de son prix de revient. Cela m'est une occasion de remercier la Direction du Centre National de la Recherche Scientifique pour la subvention substantielle qu'elle accorde au *Journal* sans laquelle il ne pourrait pas vivre.

Mais je voudrais aussi exprimer nos remerciements à Jean Langevin qui, depuis de très longues années, accomplit la tâche obscure et ingrate de Rédacteur en Chef. Il est aisé de voir les défauts et de remarquer les retards occasionnels; il est plus difficile d'apprécier une longue œuvre de dévouement et de désintéres-

sement. Je sais que le *Journal de Physique* était très cher à ton père, Paul LANGEVIN. A toi ainsi qu'à notre collègue René LUCAS qui te seconde dans ta besogne, je voudrais exprimer la reconnaissance sincère et profonde de notre Société.

Notre Société n'est pas très riche, et ses prix valent non par leur valeur pécunière, mais par la valeur morale que nous y attachons. Notre Conseil a décidé de décerner cette année le *Prix Ancel* à M. Daniel CURIE pour ses travaux sur l'étude de la luminescence dans les solides et le *Prix Aimé Cotton* à M. GRÉGORY pour ses travaux sur les rayons cosmiques.

II. — SÉANCE ORDINAIRE.

Présidence de M. LEPRINCE-RINGUET.

M. LEPRINCE-RINGUET, en succédant à M. KASTLER à la présidence de la Société, proclame les résultats des diverses élections :

Élections pour le renouvellement partiel des Membres du Bureau.

NOMBRE DE VOTANTS 61
SUFFRAGES EXPRIMÉS 61

Ont été élus :

	MM.	
Vice-Président	LUCAS,	61 voix
Secrétaire général	MARÉCHAL,	61 »
Vice-Secrétaire	LENNUIER,	61 »

Élection d'un Membre d'Honneur.

NOMBRE DE VOTANTS 139
SUFFRAGES EXPRIMÉS 138

Ont obtenu :

MM. OPPENHEIMER .... 137 voix, élu
EINSTEIN .... 1 »

Élection pour le renouvellement des Membres du Conseil.

NOMBRE DE VOTANTS 139
SUFFRAGES EXPRIMÉS 139

Ont obtenu :

MM. ESCLANGON	138	voix,	élu
FRANÇON	139	»	»
SAVEL	139	»	»
VODAR	137	»	»
SOUTIF	139	»	»
FEHRENBACH	136	»	»
ROSENFELD	139	»	»
Sir Fr. SIMON	139	»	»
SOLEILLET	1	»	
REULOS	1	»	
VALADARES	1	»	

Élection d'un Commissaire aux Comptes.

NOMBRE DE VOTANTS 139
SUFFRAGES EXPRIMÉS 139

A été élu :

M. BLOTTIAU .... 139 voix

M. le PRÉSIDENT présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. BARBIER (Jean-Claude), Docteur ès Sciences, Chargé de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, Institut Fourier, place du Doyen-Gosse, à Grenoble (Isère), présenté par MM. Néel et L. Weil.

COJAN (Jean-Louis), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Caen, 34, avenue du 6-Juin, Caen (Calvados), présenté par MM. Lennuier et Dupeyrat.

MAHMOUDIAN (Mohammad Bagher), Docteur ès Sciences physiques, Chargé de Cours à la Faculté des Sciences de Téhéran, Faculté des Sciences, à Téhéran (Iran), présenté par MM. E. Darmois et Vassy.

Mme ROY-POCHON (Cécile), Ingénieur École Polytechnique de l'Université de Lausanne, Docteur *Honoris causa* (Université de Lausanne), Ingénieur-Conseil, 15, rue Jacques-Boyceau, à Versailles (Seine-et-Oise), présentée par MM. Pauthenier et Dereix.

Puis M. LE PRÉSIDENT prononce l'allocution suivante :

MES CHERS COLLÈGUES,

M. KASTLER laisse une lourde tâche à son successeur : il fut un Président si dévoué, si attentif, si efficace, conduisant la Société française de Physique avec une constante fermeté, un souci agissant du bien commun et une gentillesse indéfectible que son successeur a bien peu d'espoir de laisser un souvenir aussi exemplaire.

Nous sommes tous heureux d'avoir pu connaître davantage M. KASTLER; nous le savions de la belle race des vrais physiciens, unissant une grande science, un amour ardent de la recherche et une modestie parfaite. Nous l'avons vu cette année sous un autre aspect également, présidant et animant toutes les manifestations de notre Société et nous l'en remercions de tout cœur.

Cette année va peut-être voir quelques innovations dans notre activité générale : il est question de la création, à côté du *Journal de Physique*, d'un périodique de Physique appliquée ou, pour mieux le définir peut-être, en relation avec la recherche industrielle. Beaucoup souhaitent sa venue, avec une présentation et un style de vie proches de ceux de certains grands périodiques étrangers d'orientation voisine, mais tous s'accordent à penser que le patronage actif de la Société française de Physique est indispensable pour garantir son équilibre et sa bonne tenue. Tout cela va poser au cours des prochains mois des problèmes probablement difficiles à résoudre.

Nous aurons, comme chaque année, l'Exposition de Physique à la Pentecôte à cheval sur la semaine précédente et sur la semaine suivante, pour faciliter

la venue des provinciaux. Elle se tiendra toujours à la Sorbonne, dont le cadre est irremplaçable, et connaîtra j'espère un succès comparable au beau succès de l'an passé. Il est probable que l'on inaugurera des expériences publiques; trois ou quatre expériences spectaculaires seraient présentées chaque soir dans un amphithéâtre. L'on pense aussi qu'il serait souhaitable d'organiser des visites de l'Exposition sous la conduite de jeunes chercheurs compétents, des sortes de tournées Cook et cela permettrait à des étudiants, des groupes d'ingénieurs et de lycéens des hautes classes d'effectuer des visites beaucoup plus intéressantes. D'ailleurs les responsables, si dévoués et actifs, de cette manifestation complexe et essentielle envisagent d'intensifier la propagande : la Physique acquiert une telle importance dans la science et dans l'industrie, dans toute la vie d'un grand pays, que l'on ne saurait faire un trop important effort pour présenter les meilleures réalisations.

Le degré de civilisation d'une nation peut se mesurer, me disait un ami radioélectricien, à la longueur d'onde des ultrafréquences : l'utilisation des ondes centimétriques, voire millimétriques, est le signe d'une civilisation poussée; l'utilisation des seules ondes métriques montre un retard évident. On peut facilement généraliser cette boutade aux autres données de la Physique : notre indice de civilisation est, de par l'activité de nos chercheurs et de nos industriels, en bonne croissance en ce moment.

En 1945, à la suite d'une relation émouvante de notre collègue Boutry sur la mort tragique de Fernand Holweck, la Physical Society, sous l'impulsion de son Foreign Secretary, le Professeur Andrade, a décidé la création d'un *Prix Holweck* décerné chaque année alternativement à un physicien français et à un physicien anglais pour une période de 10 ans, de 1946 à 1955. Le montant des prix (100 l. st.) était offert par la Physical Society; la Société française de Physique y a ajouté la *médaille Holweck*. Les deux Sociétés viennent de décider d'un commun accord de renouveler le prix pour la décade 1956-1965, étant entendu que les années paires il sera offert par la Physical Society à un physicien français et les années impaires par la Société française de Physique à un physicien anglais. Nous nous réjouissons de cette décision qui maintient entre nos Sociétés des liens amicaux qui se manifestent chaque année par des contacts étroits et fructueux.

Enfin, je voudrais dire un mot des séances de la Société française de Physique. Il est certain que les choses ne se présentent plus comme il y a 20 ans. De nombreux séminaires, souvent très vivants, rassemblent chaque semaine les physiciens d'un même grand établissement et peuvent apparaître comme une concurrence dangereuse aux séances de la Société ou de ses sections. Il faut donc que ces séances aient un autre caractère; elles répondent à un besoin différent et nous devons les envisager en fonction des autres données. Elles doivent nous apparaître tout d'abord comme une tribune publique où les découvertes peuvent être annoncées. Mais elles doivent aussi représenter pour les physiciens de disciplines voisines une possibilité de formation, d'ouverture à des manifestations scientifiques dépassant le cadre des recherches particulières. Il semble très souhaitable de faire souvent des exposés assez ouverts, voire de compléter une communication partielle par un court exposé le plaçant dans un cadre plus général.

Espérons que cette année verra, grâce à la vitalité croissante de la jeune physique française, l'annonce, à la tribune de notre Société, de belles découvertes, comparables à celles que nous avons été si heureux d'apprendre à certaines époques; mais ces moments merveilleux sont, nous le savons tous, imprévisibles.

Je vais maintenant demander à M. Félix Bloch, venu de Genève pour cette séance, de bien vouloir nous exposer ses récentes et très belles recherches.

Ce n'est pas la première fois que M. Félix Bloch parle devant nous : il a déjà donné un enseignement à l'Institut Henri Poincaré en 1933. En Suisse, F. Bloch a étudié la Physique théorique en 1927-1929 avec Heisenberg, puis Pauli. C'était peu après la naissance de la théorie du ferromagnétisme de Heisenberg, et Bloch a proposé une nouvelle méthode pour montrer que les forces d'échange pouvaient bien être rendues responsables du champ de Weiss; il a en fait montré qu'un gaz d'électrons de Fermi pouvait devenir ferromagnétique sous l'effet des forces d'échange; l'ensemble des travaux a été publié sous la forme d'une section du *Handbuch der experimental Physik*, qui, publiée séparément, a connu un très grand succès confirmant F. Bloch à la fois comme un grand chercheur et un grand professeur (*Théorie des Ferromagnétismes*, par F. Bloch).

Bloch a ensuite émigré en Amérique où il se consacra à la théorie des phénomènes nucléaires; plusieurs méthodes importantes dans la solution des problèmes de choc et de diffusion portent son nom dans ce domaine. Mais la plus grande découverte qui couronne cette période de son activité, est la découverte d'une méthode de résonance très originale pour mesurer le moment magnétique du neutron; c'est en somme la découverte du moment magnétique du neutron en 1940 avec Alvarez.

Ensuite, pendant la guerre, F. Bloch travaille à la bombe atomique; à la fin de la guerre, il pense comme Fermi qu'il faut revenir au mode universitaire de recherche et s'établit à Stanford University où il professe un cours de Mécanique quantique hautement apprécié et commence les recherches sur le paramagnétisme nucléaire, qui lui vaudront le prix Nobel. En collaboration avec le regretté radioélectricien W. W. Hansen, il décèle le phénomène au début de l'année 1946, à peu près en même temps que son émule Purcell sur l'autre bord des États-Unis. La méthode expérimentale Bloch-Hansen est aussi différente de celles des physiciens de Harvard que l'est la théorie de Bloch. Cette dernière est macroscopique : Bloch montre que l'assemblée nombreuse des spins nucléaires va obéir en moyenne aux lois classiques du paramagnétisme de Langevin et que les apparences mesurées peuvent être décrites dans le langage simple de la mécanique du gyroscope résultant : c'est une reviviscence du modèle vectoriel de l'atome, mais avec l'introduction de deux constantes nouvelles T_1 et T_2 qui suffisent pour résumer les effets du couplage quantique entre l'assemblée des spins et le solide ou le liquide qu'elles habitent; T_1 règle l'amortissement véritable du mouvement qui

en résulte, T_2 l'amortissement apparent qui traduit le désordre de phase introduit par le couplage et perturbe la détection macroscopique du phénomène sans arrêt et le mouvement subatomique caché. L'expérience aussi est originale; au lieu de mesurer la réaction du phénomène sur l'émetteur d'onde radioélectrique qui sert à explorer les spins, Bloch, par une méthode de compensation ingénieuse, utilise l'onde réémise par ces spins directement et ceci lui permet de mesurer le signe du moment en même temps que sa valeur absolue.

Passant sur les nombreux développements de cette méthode d' « induction nucléaire », comme l'appelle Bloch (celle de Purcell s'appelle « résonance nucléaire »), sur une belle expérience de cyclotron inversé pour mesurer e/m, arrivons-en au dernier grand succès du laboratoire Bloch. On savait que les raies de l'eau et de divers liquides étaient si fines qu'elles n'étaient pas observables dans les spectrographes d'induction ou de résonance les plus soignés, étant voilées par la « largeur de la fente » de ces spectrographes, pourrait-on dire, cette largeur figurée étant due au manque d'homogénéité du champ magnétique directeur. En trois ans, Bloch et ses élèves sont parvenus à faire passer cette hétérogénéité de quelques 10^{-5} (0,1 gauss sur 10 000) à 10^{-8} (une fraction de milligauss sur 10 000) et ils en ont été bien récompensés. En effet, il est apparu que les spins des différents atomes d'une molécule de liquide n'étaient pas soumis tous au même champ magnétique interne, mais que la valeur de ce dernier dépendait de manière caractéristique de la position de l'atome dans la molécule : la structure très fine des raies qui apparaît dans ces superspectrographes révèle la position des atomes d'hydrogène dans les molécules organiques de manière très précise.

M. le Président donne alors la parole à M. le Professeur Félix Bloch, Prix Nobel de Physique, Directeur général du Centre Européen de Recherches nucléaires, qui fait une conférence sur le sujet :

Résonance nucléaire à très haute résolution.

En fin de séance, M. le Président donne la parole à M. Fleury qui fournit sur l'*activité de l'Union Internationale de Physique* les informations suivantes :

La VIIIe Assemblée générale de l'Union Internationale de Physique s'est tenue à Londres en juillet dernier; le procès-verbal de cette Assemblée et l'état actuel de l'Union et de ses commissions feront l'objet d'une brochure actuellement en préparation.

Le tableau ci-dessous indique les colloques qui ont eu lieu en 1954, sous le patronage de l'Union, et ceux qui sont projetés pour 1955 :

1954 :

29 juin-3 juillet, à Amsterdam : *Semi-conducteurs;* Organisateur : Docteur Ir. Vinck.

2-6 juillet, à Lund : *Spectroscopie;* Organisateur : Prof. B. Edlen.

8-10 juillet, à Londres : VIIIe Assemblée Générale et Comité Exécutif de l'Union, Réunions des commissions *Symboles, Unités, Nomenclature* (S. U. N.) et des publications.

13-17 juillet, à Bristol : *Physique des solides;* Organisateur : Prof. N. F. Mott.

13-17 juillet, à Glasgow : *Physique nucléaire;* Organisateur : Prof. P. I. Dee.

3-7 septembre, à Parme : *Infrarouge;* Organisateur : Prof. G. Polvani.

1955 :

31 janvier-2 février, à Rochester (N. Y.) : *High Energy nuclear Physics;* Organisateur : Prof. R. E. Marshak.

25-30 avril, à Delft : *Décharges électriques dans les gaz;* Organisateur : Prof. H. B. Dorgelo.

20-21 mai, à Marseille : *Pression de radiation en acoustique et ultraacoustique;* Organisateur : Prof. F. Canac.

12-16 juin, à Pise : *Particules élémentaires;* Organisateur : Prof. M. Conversi.

11-16 juillet, à Berne : *Cinquantenaire de la Relativité;* Organisateur : Prof. A. Mercier.

Septembre, à Mexico : *Effets cosmologiques et géophysiques du rayonnement cosmique;* Organisateur : Prof. M. S. Vallarta.

SÉANCE DU 18 FÉVRIER 1955.

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Graffi (Dario), Professore ordinario di Meccanica Razionale nell' Università di Bologna, Viale Gozzadini, 7, à Bologna (Italie), présenté par MM. Todesco et Vogel.

Lebrun (André), Docteur ès Sciences physiques, Assistant à la Faculté des Sciences de Lille, Laboratoire de Radioélectricité, 90, rue Anatole-France, à Ronchin (Nord), présenté par MM. Arnoult et Roig.

Renard (Michel), Chimiste E. S. C. P., Étudiant en Chimie théorique et Physique nucléaire, 15, avenue des Fleurs, Le Perreux (Seine), présenté par MM. M. Jean et Lucas.

Rinaldi (Renaud), Professeur agrégé des Sciences physiques, Docteur en Médecine, 36, rue Marx-Dormoy, à Marseille (4e), présenté par MM. P. Cotton et Mérigoux.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Fonction de répartition des électrons dans une décharge;

par MM. M. Bayet,
Faculté des Sciences de Toulouse,

J. L. Delcroix,
École Normale Supérieure, Paris,

et J. F. Denisse,
Observatoire de Paris

(présentée par M. J. F. Denisse).

1. *Introduction.* — Les phénomènes essentiels qui déterminent la fonction de répartition des vitesses

électroniques $f(\vec{v}, t)$ dans une décharge sont :

1° les champs électriques et magnétiques appliqués;

2° les chocs élastiques entre les particules (électrons, ions, molécules);

3° les chocs inélastiques (excitation et ionisation des molécules);

4° les phénomènes de charge d'espace.

L'expérience semble montrer que la fonction f est sensiblement

a. isotrope;

b. maxwellienne à une température bien supérieure à celle des molécules.

Les théories classiques [1] proposent d'expliquer ces deux résultats en ne tenant compte que des chocs électrons-molécules :

a. L'isotropie est attribuée au fait que ces chocs, par les grandes déviations qu'ils créent, détruisent les anisotropies;

b. La forme précise de la fonction f est attribuée à un équilibre entre l'apport d'énergie par le champ électrique et les pertes d'énergie causées par ces chocs; toutefois, les résultats obtenus ne paraissent pas satisfaisants (par exemple, formule de Druyvesteyn).

Nous avons donc repris récemment [2] l'étude détaillée de cette théorie:

2. *Étude des anisotropies.* — On peut résoudre rigoureusement l'équation de Boltzmann relative au plasma en l'assimilant à un gaz de Lorentz parfait électrons-molécules (rapport des masses $m/M = 0$) et en développant la fonction f en fonctions sphériques P_l^m, méthode utilisée jusqu'ici en négligeant les termes d'ordre $l > 1$. Pour faire le calcul général, il faut connaître le résultat de l'opération $J(P_l^m)$, où J désigne l'opérateur de collision qui figure au second membre de l'équation de Boltzmann. Nous avons montré [2] que les P_l^m sont des fonctions propres de l'opérateur J; on a

$$J(P_l^m) = -\nu_l P_l^m,$$

avec

$$\nu_l = 2\pi N v \int_0^\infty [1 - P_l(\cos\chi)]\, p\, dp,$$

où N est la densité moléculaire, χ l'angle de déviation et p le paramètre d'impact.

Les ν_l se calculent donc à partir de la loi de force; on a toujours $\nu_0 = 0$ et $\nu_l > 0$ pour $l > 1$; ce sont les fréquences de relaxation des anisotropies d'ordre l; dans le cas de sphères rigides sans interaction à distance, tous les ν_l sauf ν_0 sont égaux à la fréquence des chocs qui est alors bien définie.

Cette méthode permet d'obtenir un développement général de la fonction f en série de fonctions sphériques. Ce développement n'est convergent que si le champ électrique est suffisamment faible et, dans ce cas, la température électronique est voisine de celle des molécules. Dans les limites de la convergence, la méthode permet d'étudier les régimes transitoires ou périodiques.

On montre enfin que, dans ce modèle ($m/M = 0$), il n'existe pas d'état stationnaire pour la partie isotrope de f; le gaz d'électrons s'échauffe continuellement.

3. *Étude de la composante isotrope.* — Si l'on suppose le rapport $m/M \neq 0$, mais $m/M \ll 1$, on peut admettre que la relaxation des anisotropies n'est que peu modifiée (termes correctifs en m/M pour les ν_l); par contre, en ce qui concerne les termes isotropes, l'action de l'opérateur J n'est plus nulle, les chocs tendent à réduire les écarts entre la partie isotrope de f et une répartition maxwellienne à la température des molécules; cette étude se fait encore en utilisant les fonctions et les valeurs propres du nouvel opérateur J; on montre que l'on peut alors en général obtenir une solution stationnaire pour f sous forme d'un nouveau développement.

4. *Conclusion.* — Toutes les théories qui supposent *a priori* qu'on peut se contenter d'un développement limité de f, même quand la température des électrons est très supérieure à celle des molécules, nous paraissent critiquables et, en particulier, celles qui conduisent à la formule de Druyvesteyn.

Il apparaît que les chocs élastiques électrons-molécules sont incapables d'expliquer le fait expérimental que la fonction f est maxwellienne à des températures très supérieures à celle des molécules; l'introduction des chocs inélastiques peut peut-être en rendre compte, mais les méthodes utilisées dans ce but (Brown, Holstein) sont justifiables de la critique précédente.

Il semble que la solution correcte doive tenir compte, comme l'indique Gabor, des interactions collectives entre les électrons.

[1] Chapman S. et Cowling T. G. — The mathematical theory of non-uniform gases, Cambridge, 1951, chap. XVIII.

[2] Bayet M., Delcroix J. L. et Denisse J. F. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 2146; *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 795; *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 274.

2. — Quelques résultats expérimentaux récents en radioastronomie;

par M. J.-L. Steinberg,

Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure.

Les techniques décrites sont surtout celles qui permettent des mesures de la répartition de la luminance radioélectrique sur le Soleil ou certaines régions du ciel. Les longueurs d'onde utilisées sont comprises entre 1 mm et quelques mètres et le pouvoir séparateur de 3′ nécessite une antenne dont une dimension au moins est de 1000 longueurs d'onde. Une telle antenne mesurera donc 1 m sur la longueur d'onde de 1 mm ou 1 km sur la longueur d'onde de 1 m.

Les méthodes de mesure utilisées reposent sur

l'observation des éclipses ou l'usage d'antennes interférométriques de divers types.

L'utilisation des éclipses. — On donne les résultats obtenus par les équipes françaises en 1951 et 1952 en insistant sur les méthodes utilisées et les difficultés rencontrées dans l'interprétation. Malgré cela, on a pu montrer que la répartition de luminance sur le Soleil, observée sur 1,7 m de longueur d'onde, n'a pas, et de loin, la symétrie circulaire et que, d'autre part, sur 3,2 cm de longueur d'onde, la luminance est considérablement plus grande sur le bord du disque qu'au centre (Blum, Denisse et Steinberg). Les difficultés d'observation et la rareté des éclipses imposent l'utilisation de méthodes plus perfectionnées, d'autant plus que l'état du Soleil varie assez rapidement.

Les antennes interférométriques. — On décrit les différents dispositifs utilisés et qui ont tous leurs analogues en Optique : interféromètre à deux antennes de Stanier (interféromètre de Michelson) et réseau de Christiansen (réseau à petit nombre de traits). L'analyse critique de ces différents dispositifs adaptés à la Radioastronomie a été faite en France par J. Arsac et en Australie par Bracewell et Roberts. L'analyse d'Arsac, qui emploie des méthodes déjà utilisées par Maréchal, a abouti aux résultats suivants : les critères qui permettent de caractériser une antenne, sa qualité ou son pouvoir séparateur, ne sont pas les mêmes pour une antenne de radar ou de télécommunications (lobes secondaires faibles) que pour un radiotélescope (précision maximum pour la répartition de luminance). Arsac a conçu et réalisé des systèmes simples donnant une précision intéressante dans des mesures de répartition de luminance (sur le Soleil, par exemple) et qui seraient de très mauvaises antennes de radar.

On donne quelques résultats obtenus à l'École Normale Supérieure en utilisant un interféromètre à deux antennes du type Michelson-Stanier (J. Alon; J. Arsac et J.-L. Steinberg sur 3,2 cm de longueur d'onde) ou un interféromètre de J. Arsac à quatre antennes élémentaires. Les résultats obtenus par les deux méthodes sont comparables, le dispositif à quatre antennes donnant en un seul jour ce que l'autre appareil ne fournit qu'en une semaine de mesures. Les résultats obtenus au cours des éclipses sont confirmés et précisés.

L'Observatoire radioastronomique de Nançay (Cher). — La nécessité de disposer de très grands espaces pour l'installation de grandes antennes a entraîné la conception d'un Observatoire spécialisé. Les crédits nécessaires ont été mis à la disposition de la Radioastronomie par la Direction de l'Enseignement Supérieur. L'installation comprend un terrain de 150 ha, permettant la construction de dispositifs de 1800 m de long orientés Nord-Sud ou Est-Ouest. Un bâtiment permet de loger 13 chercheurs qui pourront y travailler dans de bonnes conditions et à l'abri des parasites industriels. Les premières démarches remontent à octobre 1952, le terrain a été acheté en août 1953. Le bâtiment, commencé en mars 1954, est terminé depuis janvier 1955. L'activité de l'Observatoire commencera dans le courant de l'été 1955.

SÉANCE DU 11 MARS 1955

(ORGANISÉE EN COMMUN AVEC LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS).

Développements récents de l'interprétation causale de la théorie des quanta;

par M. D. BOHM.

SÉANCE DU 18 MARS 1955.

M. LE PRÉSIDENT présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. BOULLOUD (André), Docteur ès Sciences, Chargé de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 6, rue Charles-Testoud, à Grenoble (Isère), présenté par MM. Néel et Weil.

DACHERT (François), Ingénieur E. C. P., Laboratoire de magnétisme de Strasbourg, 19, avenue de la Liberté, à Strasbourg (Bas-Rhin), présenté par MM. Foëx et Pluvinage.

MERIEL (Pierre), Assistant au Collège de France, 58, boulevard Franklin-Roosevelt, à Rueil-Malmaison (Seine-et-Oise), présenté par MM. Kastler et Maréchal.

Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Étude des ondes élastiques dans NaCl et KCl;

par M. P. MERIEL,

Laboratoire de Physique théorique du Collège de France

Les atomes d'un cristal oscillent à toute température. Selon la théorie de la dynamique cristalline, l'oscillation de chaque atome peut être résolue en une multitude d'oscillations harmoniques. Et les oscillations harmoniques de même fréquence accomplies par tous les atomes forment des trains d'ondes planes progressives (ondes élastiques).

La diffusion des rayons X en dehors des réflexions sélectives de Bragg comprend deux parts : l'une, cohérente, est provoquée par les ondes élastiques qui modulent la densité électronique dans le cristal; l'autre, incohérente, est due à l'effet Compton.

Pour un cristal de NaCl ou de KCl, on peut trouver des directions d'incidence et de diffusion telles que la majeure partie de la diffusion soit provoquée par deux ondes élastiques se propageant dans la même direction avec la même longueur d'onde.

Si ces ondes se propagent dans la direction d'un axe de symétrie ternaire du réseau, il est possible d'obtenir séparément la contribution de chacune d'elles à la diffusion et de déterminer leurs fréquences pour une longueur d'onde déterminée. Les résultats obtenus pour NaCl et KCl sont en désaccord avec ceux prévus théoriquement par Kellermann.

Si ces ondes se propagent dans la direction d'un axe de symétrie d'ordre pair du réseau, on peut seulement dire que la fréquence de celle des deux ondes qui diffuse le plus est comprise entre deux limites rapprochées.

Dans tous les cas, les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux que l'on peut prévoir théoriquement à partir d'un champ de forces dans le milieu cristallin à rayon d'action limité.

(*) Étude de quelques propriétés des rubans minces et des fils fins;

par M. I. Epelboin,

Laboratoire de Physique (Enseignement)
de la Faculté des Sciences de Paris.

Les examens micro- et macroscopiques du profil des rubans et des fils métalliques soumis au polissage électrolytique ont montré que ce procédé permet d'enlever des quantités considérables de substance sans modifier l'allure générale de ces profils; les mesures ont été effectuées au palmer, au microscope et par la méthode des franges d'interférences [1].

I. La forme géométrique étant conservée, on peut vérifier si les mesures effectuées entre deux amincissements électrolytiques successifs sont caractéristiques du métal et si elles peuvent renseigner sur la répartition des propriétés dans les couches internes. Par exemple, si ρ_z est la résistivité électrique en un point situé à une distance z du plan milieu d'un ruban mince, on peut déterminer ρ_z d'après la formule de la moyenne

$$\rho = \frac{1}{z}\int_0^z \rho_z \, dz.$$

où ρ, résistivité moyenne du ruban, est mesurée suivant les méthodes habituelles; z, relatif alors à un point de la surface, est déterminée au palmer ou par pesées et l'on déduit ρ_z. Chaque nouvel amincissement entraîne un nouveau ρ_z et l'on obtient une courbe $\rho_z = f(z)$ qui représente la répartition de la résistivité à l'intérieur du ruban initial, à condition toutefois que le polissage électrolytique n'ait causé aucune perturbation. Cette dernière restriction peut être levée en polissant deux rubans identiques, l'un sur une face, l'autre sur les deux faces; les courbes $\rho_z = f(z)$ qui s'en déduisent coïncident pratiquement, montrant donc que l'amincissement électrolytique constitue un moyen d'investigation suffisamment précis. Les fils, par leur forme géométrique même, ne permettent pas cette vérification.

Nous avons constaté que la répartition de la résistivité des rubans usuels n'est pas uniforme et qu'elle ne le devenait qu'après un recuit beaucoup plus prolongé que ceux généralement indiqués dans la littérature. On trouve aussi des variations importantes de la résistivité des fils fins après plusieurs amincissements électrolytiques, mais on n'est pas en mesure d'affirmer qu'il s'agit uniquement d'une variation dans la masse.

Nous avons pu étudier de même la répartition de la perméabilité magnétique des rubans à haute perméabilité et nous avons constaté qu'elle est souvent hétérogène (texture magnétique macroscopique) [2]. Cependant, nous nous sommes borné à des échantillons relativement épais (quelques dixièmes de millimètre) car, si l'on amincit un ruban en fer ou ferronickel dont, à l'échelle macroscopique, la perméabilité est constante en fonction de z, on constate de fortes variations de μ_z lorsque l'épaisseur devient de l'ordre de grandeur des domaines de Weiss (une dizaine de microns). L'influence de ces derniers peut être chiffrée en calculant le rapport

$$\frac{\sigma_a}{\sigma} = \frac{12}{e\,\mu^2}\int_0^{\frac{e}{2}} \mu_z^2 \, z^2 \, dz,$$

où σ_a est la conductibilité apparente déduite des pertes par courants de Foucault, σ la conductibilité vraie et $2e$ l'épaisseur.

σ_a/σ, qui est voisin de 1 pour un ruban homogène, devient notablement supérieur à 1 aux faibles épaisseurs. Il garde d'ailleurs la même valeur aux très basses températures (*voir* tableau p. 88 de l'article cité en [1]), ce qui confirme bien que ses variations sont dues presque exclusivement à une anisotropie magnétique.

II. La forme et les dimensions de l'échantillon semblent aussi avoir une influence sur les phénomènes de convection. Soit K le coefficient d'échange superficiel d'un fil, de diamètre Φ, de longueur h, de résistance R_1, porté à la température T_1 par un courant électrique I et placé dans un gaz calme de température T_0; on a

$$K = \frac{R_1 I^2}{4,18\,\Phi h (T_1 - T_0)}.$$

Lorsque l'échauffement est faible ($T_1 - T_0 < 250°$ C), nous avons constaté, en désaccord avec certaines données de la littérature, que le coefficient K relatif aux fils de faible diamètre ($\Phi \leqq 100\,\mu$) dépend essentiellement de la nature du métal et de son état de surface. Ce résultat ne peut être dû au rayonnement qui est négligeable, mais il ne peut être attribué à la conduction (effet des bouts); en faisant varier la longueur h du fil on peut, en effet, définir dans un certain domaine d'échauffement le coefficient de convection naturelle $K_n = K_0 (T_1 - T_0)^n$ dans l'expression duquel l'exposant n ne dépend pas de la forme géométrique du fil, longueur ou diamètre, mais de la nature et de l'état de surface du métal. On trouve que, pour les fils fins, n s'écarte notablement de la valeur théorique 25.10^{-4} alors que, si l'expérience porte sur des rubans larges, on retrouve l'accord avec la théorie [3].

Les résultats ci-dessous concernent les valeurs de $n.10^8$ pour des fils polis excepté Ni* qui est corrodé.

Ni*	42	Au............	122
Ni.............	67	W	83
Fe.............	47	Al	84
Cu	82	Pt	212
Ag............	87	Pd............	270

III. Nous avons aussi étudié l'influence des trac-

tions sur les fils fins polis électrolytiquement et examiné les variations de résistance électrique et de perméabilité magnétique au cours de l'effort. Afin d'obtenir une traction qui augmente proportionnellement au temps, nous avons réalisé le dispositif suivant (*fig.* 1) [4].

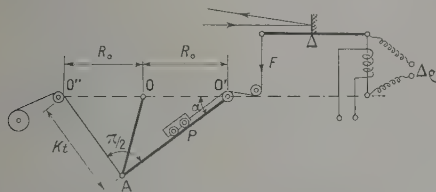


Fig. 1. $F = P \sin \alpha = PKt/2R_0$.

Le fil à étudier est placé verticalement, son extrémité inférieure fixée à un support fixe et l'autre accrochée à l'extrémité du fléau d'une balance. L'équilibre est réalisé à l'aide d'un chariot de poids P qui se déplace sans frottement sur le plan O'A dont l'inclinaison est réglée par la corde O''A grâce aux articulations fixes O' et O et à l'articulation mobile A (OO'' = OO'). La longueur AO'' est déterminée par l'enroulement de la corde sur une poulie entraînée par un moteur faisant 1 tr/20 mn. Un miroir placé sur le fléau au-dessus du couteau central permet d'amplifier 60 fois l'allongement du fil, donnant comme précision de mesure $\Delta l = 1/120^e$ mm. Nous avons vérifié que la force de traction ainsi obtenue est bien proportionnelle au temps car, en remplaçant le fil par un plateau chargé de poids, nous avons trouvé qu'elle augmentait de 6,5 g/mn lorsque le chariot était vide. De plus, un brusque allongement du fil ne modifie pas F qui dépend seulement du temps. Au cours de la traction, on relève la variation de résistance ΔR et la perméabilité complexe $\mu_1 - \mathbf{i}\mu_2$. Nous avons constaté qu'avec les fils fins polis électrolytiquement, la droite $F = f(\Delta l)$ représentative de la loi de Hooke est très nette, ce qui permet une bonne détermination de la limite d'élasticité et du module d'Young E [5].

En opérant sur des fils de nickel, on vérifie que la variation ΔR de la résistance électrique présente l'allure caractéristique de toutes les substances à magnétostriction négative soumises à des tractions, c'est-à-dire un minimum très net, mais, lorsque le fil est poli électrolytiquement, on constate de plus que ce minimum correspond rigoureusement à la limite d'élasticité du fil. Par contre, la perméabilité complexe $\mu_1 - \mathbf{i}\mu_2$ ne semble pas être directement liée à la limite d'élasticité, car μ_1 et μ_2 conservent leur sens de variation lorsque l'allongement n'est plus réversible, en donnant $\partial\mu_1/\partial\Delta l < 0$ et $\partial\mu_2/\partial\Delta l > 0$. Les fils de fer (magnétostriction positive) donnent un résultat différent, car μ_1 et μ_2 sont croissants uniquement dans le domaine des tensions élastiques, ce qui permet de déterminer la limite de validité de la loi de Hooke; par contre ΔR ne présente pas de minimum. Quel que soit le signe de la magnétostriction, il est donc possible de déterminer le seuil des tensions irréversibles par des mesures magnétiques ou électriques effectuées au cours de la traction.

[1] Voir les figures et les planches de la *Revue du Nickel*, 1954, **20**, 79; les *Diplômes d'Études Supérieures* de Simmons J., 1952 et Mlle Guilbeau, 1953 et les *Thèses* de Ghaheri B., 1953 et Chalin C., 1954.
[2] Epelboin I. — *J. Physique Rad.* [8], 1949, **10**, 10 S; Marais A. — *Thèse*, 1955.
[3] Vapaille A. — *Diplôme d'Études Supérieures*, 1954; *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 1363.
[4] Millet M. — *Diplôme d'Études Supérieures*, 1955.
[5] Moncuit C. — *Diplôme d'Études Supérieures*, 1955.

SÉANCE DU 6 MAI 1955.

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

M. Copisarow (Alcon Charles), Attaché scientifique auprès de l'Ambassade Britannique, 35, rue du Faubourg Saint-Honoré, Paris (8e), présenté par MM. Leprince-Ringuet et Maréchal.

Institut de physique de l'université de la Sarre, Faculté des Sciences, Saarbrücken 2 A, présenté par MM. Bauer et Guillien.

M. Rodot (Michel), Ingénieur École Polytechnique, Laboratoire du magnétisme du Centre National de la Recherche Scientifique (Bellevue), 7 *bis*, avenue du Petit-Chambord, à Bourg-la-Reine (Seine), présenté par MM. Guillaud et Vautier.

Les Communications suivantes ont été présentées :

(*) 1. — Spectres X du plutonium et niveaux d'énergie des éléments transuraniens.

par Mlle Y. Cauchois,

Laboratoire de Chimie physique
de la Faculté des Sciences de Paris.

Il était souhaitable d'étendre nos connaissances sur les spectres X caractéristiques au cas des éléments transuraniens. M. le Haut Commissaire F. Perrin a bien voulu envisager une collaboration active du Service des sources du Commissariat à l'Énergie atomique (dirigé par M. Regnaut) pour que notre laboratoire puisse appliquer à ce problème les méthodes de spectroscopie X qui y ont été développées. Quoiqu'il soit possible d'observer certaines émissions X de plusieurs transuraniens comme émissions spontanées associées aux émissions γ lors de transmutations β ou α, il est utile d'étudier les émissions X de tous les transuraniens utilisables provoquées par excitation cathodique ou fluorescence. Les mesures pourront *a priori* être plus précises et apporter d'autres informations, en particulier quant à leurs intensités relatives. En outre, il semble difficile de s'écarter beaucoup des techniques habituelles pour l'observation des spectres d'absorption de ces éléments sous différents états. Or, il est indispensable de connaître la fréquence d'une discontinuité d'absorption au moins — de préférence L_{III} — pour calculer les niveaux d'énergie des transuraniens, afin de les

rattacher à la systématique établie pour la majorité des autres atomes [1], [2].

Le traitement des barreaux d'oxyde d'uranium de la pile atomique de Châtillon ayant abouti à l'élaboration d'oxyde de plutonium 239, il fut décidé que nous en rechercherions le spectre L d'absorption. Il se situe entre 0,5 et 0,7 Å; la densité superficielle calculée pour l'écran devait être au minimum de 10 mg/cm² en élément. Vu la surface utile favorable, de l'ordre de 1 cm², nous pouvions attendre de bons résultats avec une dizaine de milligrammes que le Commissariat à l'Énergie atomique pouvait effectivement nous remettre. Le spectre d'absorption K en demanderait au moins dix fois plus. La principale difficulté de cette étude devait évidemment tenir à la toxicité du plutonium qui émet environ 140 millions de particules α par milligramme et par minute et qui, même à l'état de sel solide, se disperse avec une extrême facilité dans le milieu ambiant. Une quantité d'à peu près 10 mg, quoique de 100 000 fois supérieure à la dose toxique probable, restait compatible avec les exigences de sécurité, pourvu que soit réalisé un porteur d'écran étanche. L'écran devait être très homogène, intégralement utilisé, réalisé sur un support qui n'affaiblisse que peu le rayonnement de 0,5-0,7 Å et entouré d'enveloppes protectrices étanches qui, tout en arrêtant les rayons α, restent transparentes à ce rayonnement. Nous avons finalement adopté comme support une lamelle de microscope en silice fondue qui absorbe 10 à 15 % du rayonnement X intéressant; les particules α sont arrêtées par deux feuilles d'aluminium mince; l'étanchéité est assurée à la fois par la silice et ces feuilles et par des enveloppes en polythène; leur absorption totale est très faible. Un écran bien homogène de 6 × 13 mm à 12,5 mg de PuO_2 a été préparé avec grand soin par Mlle F. Le Berquier, au Commissariat à l'Énergie atomique, par badigeonnages et calcinations successives à partir d'une solution de nitrate, comme indiqué dans notre première publication [3].

Le travail de préparation avait été précédé d'un travail de purification portant surtout sur l'uranium dont la présence pourrait être gênante spectroscopiquement. Les autres impuretés à attendre, La et Fe, ne peuvent donner qu'une absorption non sélective et des émissions inobservables dans des conditions convenablement fixées. L'étude spectroscopique est effectuée en collaboration avec Mlle I. Manescu.

Pour l'absorption, le montage comporte un tube à rayons X à anticathodes interchangeables qui donne, soit le rayonnement continu à absorber, soit des émissions connues de référence. Le spectrographe à focalisation comporte un mica courbé de 40 cm de rayon, employé par transmission. En fait, toutes les caractéristiques de l'écran et le mode de préparation ont été contrôlés *a priori* par la réalisation préalable d'un écran d'oxyde d'uranium dans des conditions identiques. Cet écran témoin a servi à effectuer ou vérifier tous les réglages spectrographiques. Seules, quelques retouches ont été nécessaires pour passer au cas du plutonium dont le spectre est décalé d'environ 35 u. X par rapport à celui de l'uranium. Le premier cliché pris avec l'écran de PuO_2 montrait un bon spectre L d'absorption de Pu, bien mesurable sous une dispersion d'environ 450 eV/mm (*fig.* 1). Sur des clichés pris en second ordre, cette valeur tombe à environ 160 eV/mm et les mesures peuvent être précises à quelques électronvolts près. Le résultat des mesures a été publié [3].

Le même dispositif expérimental nous a permis d'enregistrer les raies L les plus fortes, émises par fluorescence de l'écran ainsi excitée par transparence.

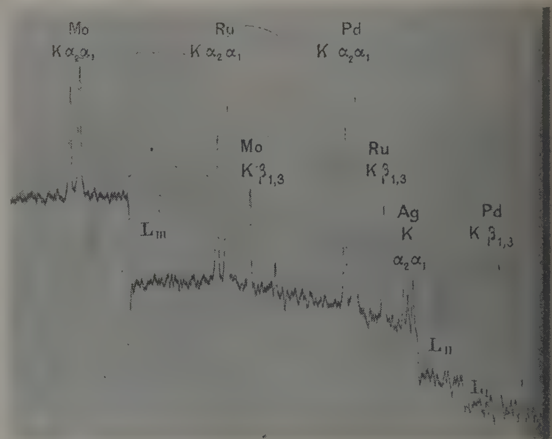


Fig. 1. — Spectre d'absorption L du plutonium. Cristal de mica, réflexion $20\bar{1}$.

Elles se superposent au spectre d'absorption, généralement alors surexposé, mais elles sont visibles sur fond clair en haut et en bas du spectre d'absorption, par suite de la géométrie respective du foyer anticathodique et de l'écran. Pour accroître la sécurité des mesures, nous les avons encadrées par des émissions de référence émises elles aussi par fluorescence d'écrans choisis, substitués alors à l'écran de PuO_2. Les mesures publiées pour $L\alpha_1$, α_2, β_1 et β_2 ont été étendues à β_3, β_5, γ_1 et γ_5. Le travail est en cours d'extension par excitation normale de l'écran à l'aide d'un tube scellé puissant.

Dès maintenant, nous avons établi une liste de valeurs des niveaux basée sur ces mesures à partir de la discontinuité L_{III} et des transitions d'émission, comme nous l'avons fait pour les éléments de numéro atomique de 92 à 3 [1], [2]. Présentée lors de notre exposé, elle constitue la première suite de valeurs d'origine expérimentale pour un transuranien. Parallèlement, nous avons présenté les valeurs calculées par Mme Bonnelle par la méthode des moindres carrés dans l'approximation quadratique, à partir des valeurs expérimentales pour les éléments 81, 82, 83, 88, 90 et 92. Les écarts entre valeurs expérimentales et valeurs ainsi extrapolées, toujours négatifs, varient de 8 eV pour L_{III} à 25 eV pour des niveaux plus extérieurs. Ces écarts, qui restent dans la limite des erreurs possibles, montrent l'intérêt des mesures. Il faut remarquer que les erreurs probables totales sont de deux sortes : l'erreur d'expérience qui reste la plus faible pourvu que les raies de référence soient connues avec la précision admise

et les erreurs d'extrapolation. Celles-ci tiennent en partie à l'approximation quadratique de la loi de Moseley, évidemment insuffisante, mais difficile à préciser, et en partie au mode d'extrapolation par la méthode des moindres carrés. Les deux erreurs d'extrapolation peuvent être appréciées en faisant apparaître l'écart entre valeurs expérimentales et valeurs calculées pour des éléments bien étudiés; ils augmentent quand l'énergie du niveau diminue et s'échelonnent entre 7 et 14 eV environ pour des niveaux variant de 18 000 à 100 eV.

De plus, l'extrapolation ne peut, en principe, être satisfaisante car elle part de nombres qui se réfèrent à des états chimiques différents : métaux, oxyde (ThO_2) et chlorure ($RaCl_2$).

Parmi les travaux publiés sur les émissions X spontanées des transuraniens, nous devons en retenir trois [4] à [6] qui sont représentés schématiquement dans le tableau ci-dessous, où nous avons aussi placé notre travail.

Les trois travaux américains [4] à [6] sont effectués à l'aide de spectromètres à cristaux courbés et comp-

N° atomique.....	93.	94.	95.	96.
Spectre L, référence...	[4] à [6]	[3], [4]	[5], [6]	
	$^{237}_{93}Np$	← α —	$^{241}_{95}Am$	
			↓ γ	
			$^{241}_{95}Am$	
		$^{238}_{94}Pu$	← α —	$^{242}_{96}Cm$
		$^{239}_{94}Pu$ ↓ X $^{239}_{94}Pu$		

teurs utilisant une source fine du côté concave et des canaliseurs entre la face convexe du cristal et le compteur, suivant la disposition préconisée par Dumond. La référence [4] seule donne une mesure d'émissions L du plutonium. Les erreurs estimées, qui varient de ± 0,01 à 0,04 keV, ne suffisent pas à expliquer les écarts avec nos valeurs. Mais elles sont dites calculées à partir d'une constante réticulaire pour les plans (13$\bar{4}$0) du quartz égale à 1,178 Å alors qu'elle est égale à 1,178 kX. Toutes les énergies devraient alors, me semble-t-il, être réduites d'environ 2 pour 1000, ce qui conduit, sauf pour $L\beta_{50}$, à un accord acceptable avec nos mesures, beaucoup plus précises. Le même genre de confusion entre Å et kX semble avoir été fait dans les calculs de la référence [6], mais sans retentir sur les résultats finaux. Ceux-ci étant donnés comme plus précis que ceux de la référence [5], nous les avons retenus pour un premier calcul de valeurs de niveaux d'énergie des éléments 93 et 95 à partir de deux valeurs de L_{III} respectivement dues à deux extrapolations du genre indiqué : l'une où les données expérimentales s'arrêtent au 92, l'autre où elles font usage de notre mesure pour 94 (interpolation pour 93, extrapolation pour 95). L'accord entre ces valeurs semi-expérimentales et les valeurs calculées, quoique satisfaisant, montre l'intérêt des mesures effectuées sur les émissions et l'importance qu'auraient des mesures d'absorption. Les écarts systématiques à la loi de Moseley sont effectivement notables.

J'ai déjà eu l'occasion d'indiquer comment la connaissance précise des niveaux des atomes lourds peut apporter des informations sur leurs configurations électroniques à différents états de liaison dans des solides [7], d'où l'intérêt de ces recherches. Il en est un autre. On sait que la formule de Sommerfeld pour l'énergie d'un niveau en fonction du numéro atomique, développée en série, fait apparaître après les termes quadratiques des termes d'ordres supérieurs où s'introduisent des constantes d'écran. Mais la formule suppose que le noyau peut être représenté par un centre chargé ponctuel. L'influence de la répartition des charges nucléaires dans un volume fini se traduit par une diminution de l'énergie de liaison d'un électron, plus ou moins importante suivant la nature de sa fonction d'onde. Ce problème a fait l'objet de quelques études théoriques. A. L. Schawlow et C. H. Townes [8] ont cherché à mettre en évidence le mode de répartition des charges nucléaires des atomes lourds d'après la variation de la séparation énergétique du doublet de spin L_{II}-L_{I} avec le numéro atomique, en scindant un terme de Sommerfeld empiriquement corrigé et un terme nucléaire. Les données expérimentales semblent montrer, d'après la valeur de ce terme, une répartition de charge à peu près uniforme dans le noyau. L'extension des mesures à des atomes transuraniens est intéressante. D'après des calculs effectués par Mlle Héno, la valeur que nos expériences sur le plutonium donnent à ce terme, confirmerait les conclusions antérieures.

[1] Mlle Cauchois Y. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 113.
[2] Mlle Cauchois Y. — *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 253.
[3] Mlles Cauchois Y., Manescu I. et Le Berquier F. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 1780.
[4] Barton G. W., Robinson H. P. et Perlman I. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 208.
[5] Jaffe H., Passell T. O., Browne C. I. et Perlman I. — *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 142.
[6] Day P. P. — *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 689.
[7] Mlle Cauchois Y. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 73 S.
[8] Schawlow A. L. et Townes C. H. — *Science*, 1952, **115**, 284.

(*) 2. — Objectif catadioptrique à grande ouverture ;

par M. A. Arnulf, Mlle J. Ouillet et M. G. Penciolelli.

L'objectif que nous allons décrire a été étudié et construit à l'Institut d'Optique à Paris. Il est actuellement à l'Observatoire de Saint-Michel, où il est utilisé par les Professeurs Cabannes et Dufay pour l'étude interférométrique de la structure de diverses raies du ciel nocturne.

Le principe n'en est pas nouveau et dérive de celui du télescope de Schmidt. Il a été appliqué par B. Lyot et A. Arnulf, en 1935 [1], [2], à la construction d'un spectrographe à grande ouverture destiné au ciel nocturne et, un an plus tard, à un objectif ouvert à $f/1$ d'une lunette à phosphorescence [3]. Mais le secret sur ce dernier appareil ne fut levé qu'au cours de l'année dernière, de sorte que ce n'est que tout récemment qu'il nous a été possible de construire un nouveau modèle.

Les caractéristiques optiques suivantes nous ont été demandées : diamètre de la pupille d'entrée, 140 mm; rapport d'ouverture aussi voisin que possible de $f/1$. En fait, nous avons obtenu $f/1,25$, ce qui correspond à une longueur focale f de l'objectif de 175 mm. Le champ total doit être de 5° et plan.

La figure 1 montre le schéma du dispositif complet.

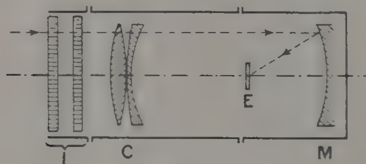


Fig. 1.

La lumière se propageant de gauche à droite rencontre d'abord l'interféromètre de Fabry-Perot I, puis l'objectif catadioptrique qui le suit, formé de deux éléments : le miroir sphérique M, qui donne une image des anneaux d'interférence dans son plan focal E, où nous plaçons l'émulsion photographique, et le système C de deux lentilles corrigeant les diverses aberrations du miroir M. Les deux lentilles C sont à surfaces sphériques, du même verre, et ont la même puissance avec des signes opposés. La valeur absolue des puissances, la forme des lentilles et leur position le long de l'axe optique ont été calculées en vue de satisfaire les conditions d'une bonne correction des images.

Les figures suivantes montrent les résultats du calcul. Sur la figure 2, nous avons représenté l'aberration sphérique longitudinale en trait plein pour la raie Hα, et la différence des longueurs focales aplanétiques en trait interrompu. Le rayon de l'image géométrique, pour la meilleure mise au point, est égal à 0,01 mm, la diffraction ayant pour effet bien connu de diminuer ce rayon. La longueur de la tache de coma au bord du champ, correspondant à une distance de l'image à l'axe de 8,65 mm, ne dépasse pas 0,003 mm.

Pour apprécier la qualité de l'image au bord du champ, nous avons calculé l'intersection de 19 rayons incidents sur la surface de la pupille d'entrée, selon le schéma de la figure 3, avec trois plans de front, dont l'un contient l'image paraxiale, les deux autres étant situés à 0,1 mm de part et d'autre du précé-

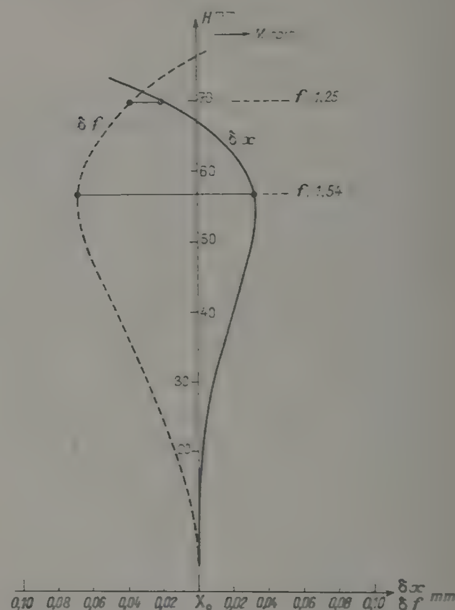


Fig. 2. — Courbes d'aberration sphérique et coma.
Abscisses calculées :
1° pour $f/1,54$, $\delta x = + 0,0346$, $\delta f = - 0,0691$;
2° pour $f/1,25$, $\delta x = - 0,0188$, $\delta f = - 0,0376$.

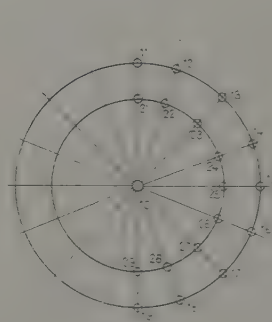


Fig. 3.

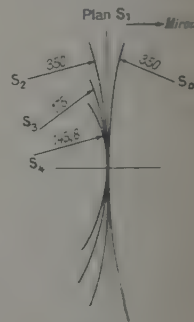


Fig. 5.

Fig. 3. — Traces de 20 rayons sur la pupille d'entrée. Faisceau incident, θ = 3 g.

Fig. 5. — Position de la meilleure image; *voir* les traces des rayons numérotés 11 à 19 et 21 à 29 sur la figure 4.

dent. On peut voir sur les figures 4 et 5 que la meilleure image est à peu près circulaire, a un rayon de 0,04 mm et qu'elle est placée dans le plan paraxial. Chacun des autres plans contient une focale astigmatique.

La correction chromatique de l'objectif n'est pas parfaite, parce qu'il n'a pas été possible de trouver des verres identiques pour les deux lentilles. Nous obtenons une sous-correction de 0,09 mm entre les raies Hα et Hγ; pour les mêmes longueurs d'onde, l'aberration sphérique axiale varie de 0,035 à 0,055mm. En fait, cet appareil travaille toujours en lumière monochromatique, dans un intervalle spectral étroit (0,55 à 0,65 μ), et sa correction chromatique est

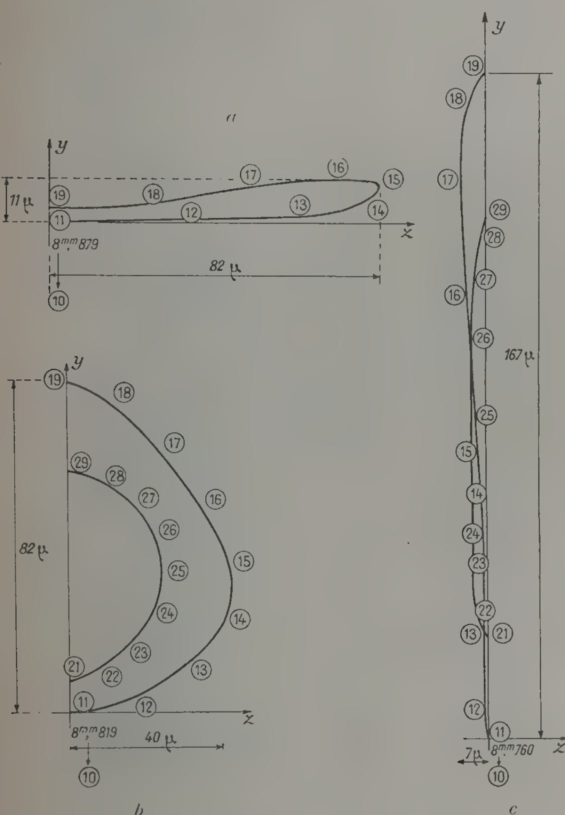


Fig. 4.

a. Surface S_0, $R = 350$;
b. Surface S_1, plan;
c. Surface S_2, $R = -350$.

entièrement satisfaisante. Avec des verres identiques, cette correction eut été beaucoup meilleure et très voisine de l'apochromatisme.

Nous indiquerons, pour terminer, pourquoi nous avons préféré, dans ce cas particulier, le système que nous venons de décrire à ceux de Bouwers ou de Matsukoff, en dépit du fait que les nouveaux dispositifs sont théoriquement bien meilleurs lorsqu'on désire obtenir un champ étendu. Pour la longueur focale et l'ouverture que nous utilisions, les correctrices concentriques sont très épaisses, donc lourdes, coûteuses et difficiles à obtenir avec une bonne homogénéité. La courbure de champ est trop importante pour qu'il soit possible d'obtenir une bonne image pour un champ de 5°. Les aberrations sphérique et chromatique ne sont pas si bien corrigées et il est nécessaire, pour les améliorer, de compliquer beaucoup le système. Par contre, le système concentrique reprend tout son avantage lorsqu'il est possible d'utiliser une surface réceptrice concentrique, par exemple un film photographique convenablement courbé.

[1] Arnulf A. et Lyot B. — *C. R. Acad. Sc.*, 1935, **201**, 1480.
[2] Arnulf A. — Spectrographes à grande ouverture applicables à l'ultraviolet et à l'infrarouge. *Ann. Astroph.*, 1943, **6**, 21.
[3] Arnulf A. — Lunettes à phosphorescence. *Rev. Opt.*, 1955, **34**, 168.

SÉANCES DES 26, 27 MAI ET 1er JUIN 1955.

Ces séances ont été organisées à l'occasion de la 52e Exposition de la Société française de Physique.

La remise du Prix Holweck, attribué en 1955 au Docteur N. Kurti, du Clarendon Laboratory à Oxford, eut lieu le 26 mai. Des allocutions, prononcées par MM. L. Leprince-Ringuet, Président de la Société française de Physique, G. Dupouy, Directeur du Centre National de la Recherche Scientifique et M. Bayen, Directeur adjoint de l'Enseignement supérieur, représentant le Ministre de l'Éducation nationale, rappelèrent les travaux du Docteur Kurti sur les basses températures, particulièrement ceux qu'il effectua à Bellevue, et soulignèrent l'importance de ces recherches. Après cette remise, le Lauréat fit une Conférence sur

Le domaine des températures où règnent les spins.

Cette Conférence sera publiée au *Journal de Physique.*

Les 27 mai et 1er juin furent faites des Conférences sur les sujets suivants :

Les nouvelles acquisitions de la Radioastronomie ;

par M. J.-F. Denisse,

Astronome-adjoint à l'Observatoire de Paris (Section de Meudon).

Récents progrès en optique et en microscopie ;

par M. M. Françon,

Maître de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique.

Après avoir rappelé les récentes recherches en optique et en microscopie, le Conférencier montre les avantages et les inconvénients des méthodes du contraste de phase et des méthodes interférentielles. Il présente une expérience avec un interféromètre nouveau qui sera décrit en détail ultérieurement. Ce nouvel appareil permet l'utilisation d'un très grand champ et peut s'appliquer en microscopie et en macroscopie.

La croissance des cristaux, phénomène moléculaire;

par M. le Docteur W. Kossel,
de l'Institut de Physique de l'Université de Tubingen.

Cette Conférence sera publiée au *Journal de Physique.*

SÉANCES DES 8 ET 10 JUIN 1955

(organisées en commun avec la Faculté des sciences de Paris).

M. le Président présente les demandes d'admission suivantes sur lesquelles il est immédiatement statué. En conséquence, sont admis comme Membres titulaires de la Société française de Physique :

MM. Arpiarian (Noubar), Docteur ès sciences, Assistant à la Faculté des Sciences de Paris, 1, boulevard Diderot, Paris (12e), présenté par MM. M. Curie et Mattler.

Bernas (René), Docteur ès sciences, Chargé de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 73, rue de la Convention, Paris (15e), présenté par MM. Chastel et Vigneron.

Hagene (Bernard), Assistant à la Faculté des Sciences de Rennes, 13, rue Joseph-Sauveur, à Rennes (Ille-et-Vilaine), présenté par MM. Trehin et Freymann.

Septier (Albert), Docteur ès sciences physiques, Chargé de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, 46, avenue Galois, à Bourg-la-Reine (Seine), présenté par MM. Grivet et Bertein.

Terao (Nobuzo, nationalité japonaise), Licencié, Boursier du Gouvernement français, Laboratoire des Rayons X du Centre National de la Recherche Scientifique de Bellevue, Maison du Japon, Cité Universitaire, 9, boulevard Jourdan, Paris (14e), présenté par MM. Vautier et Yuasa.

Vilain (Jacques Henri), Ingénieur au Commissariat à l'Énergie atomique, Service de Physique nucléaire, Centre d'Études nucléaires de Saclay (Seine-et-Oise), présenté par MM. Berthelot et Rogozinski.

Conférences de M. le Professeur H. Kopfermann, Directeur de l'Institut de l'Université de Heidelberg :

1. — La résonance nucléaire quadrupolaire dans les cristaux;

2. — Les moments électriques quadrupolaires des noyaux et les modèles nucléaires.

Ces Conférences seront publiées au *Journal de Physique.*

SECTION D'OPTIQUE.

SÉANCE DU 7 JANVIER 1955.

1. — Projecteurs d'ondes linéaires à rayonnement axial;

par M. J. C. Simon,
Compagnie générale de T. S. F.

Les vibrations électromagnétiques en hyperfréquence sont de même nature que les vibrations lumineuses. Mais elles présentent l'avantage de faciliter beaucoup les expériences de diffraction.

En effet, la longueur d'onde est alors facilement mesurable par l'expérimentateur, elle est « à son échelle ».

Les premiers projecteurs d'ondes en hyperfréquence ont transposé les miroirs et lentilles de l'optique classique. Mais la solution projecteur d'onde à deux dimensions n'est pas la seule qui permette d'obtenir des pinceaux étroits. Les réseaux linéaires de sources, excitées convenablement en phase et en amplitude, le permettent également.

Un moyen simple d'obtenir un tel réseau est de partir d'une tige diélectrique analogue à un guide de lumière. On montre qu'une modification quelconque d'indice, de section ou encore une courbure fait apparaître une source de rayonnement.

Un tel phénomène a fait l'objet d'études théoriques assez poussées auxquelles M. G. Weill a pris la plus grande part. Il a été montré par des calculs et par des expériences qu'une variation d'indice entraîne un rayonnement et que, de plus, l'onde transmise par le tube diélectrique subit une avance de phase liée à l'existence de ce rayonnement.

En utilisant ces phénomènes ainsi que la notion de diélectrique artificiel, il a été possible de construire des projecteurs d'ondes de type nouveau et simple, offrant des qualités de gain et de pouvoir séparateur élevées, étant donnée leur dimension comparée à la longueur d'onde.

Simon J. C. et Weill G. — Sur le rayonnement d'antennes diélectriques. *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 1379.
Simon J. C. et Weill G. — Sur la propagation et le rayonnement des ondes électromagnétiques le long d'une ligne diélectrique à caractéristiques variables. *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 57.
Simon J. C. et Weill G. — Un nouveau type d'aérien à rayonnement longitudinal. *Ann. Radioélectr.*, 1953, **8**, 183.
Simon J. C. et Biggi V. — Un nouveau type d'aérien et son application à la transmission de télévision à grande distance. *Onde électrique*, 1954, **34**, 883.

2. — Description sommaire d'un rétinographe électronique;

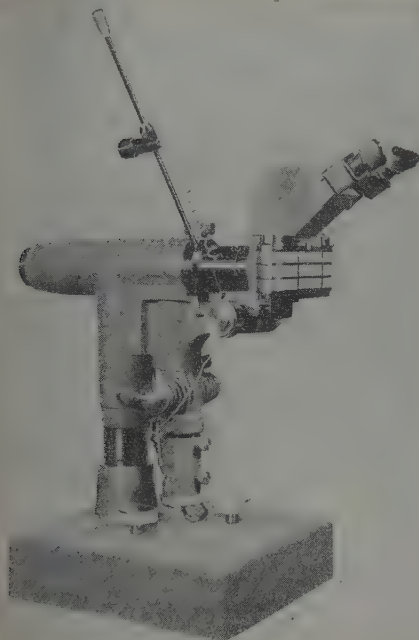
par M. R. A. Dudragne.

L'appareil comporte un système optique du type Gulstrand avec lentille ophtalmoscopique à surface

asphérique. L'œil est éclairé par une source de 100W, dont l'intensité est réglable. Sur le faisceau d'illumination du fond d'œil, se trouve une lampe à décharge dans un gaz, du type TE 50 Mazda. L'ensemble a été calculé de telle sorte que l'illumination de l'œil se fasse sous un angle solide de 35 à 38°.

L'originalité de l'appareil peut être résumée en quatre points principaux :

a. Combinaison d'une source à très grande luminance dont la durée d'éclair est de 1/800e de seconde, avec une source à filament, servant à la mise au point. Les deux sources sont rigoureusement conjuguées dans la pupille d'entrée de l'œil.



La température de couleur étant de 5 500° K, les photographies de fond d'œil sont obtenues sur des films lumière du jour.

b. Tout le système d'alimentation se trouve situé au-dessous de l'axe de visée de l'appareil, ce qui facilite la mise au point de l'observation du malade par l'opérateur.

c. La visée se fait à l'aide d'un système réflexe, pouvant se combiner avec un viseur monoculaire ou binoculaire.

d. Le boîtier utilisé est de format 24 × 36 mm pour des poses sur 24 × 24 mm, format entièrement couvert par l'instrument et le mieux approprié à la photographie à travers une pupille circulaire, réalisant une proportion convenable entre l'étendue du champ et la finesse de l'image à obtenir. Différents organes secondaires facilitant la mise au point et la fixation de l'œil de l'opérateur complètent l'appareil (têtière, source de fixation pour la photographie simple ou stéréoscopique, système d'orientation en profondeur ou transversalement de l'appareil de visée).

3. — Méthode optique de mesure et de séparation des contraintes en élasticité plane ;

par M. P. Acloque.

La photoélasticimétrie plane atteint comme premier objet la détermination de la différence $p-q$ des contraintes principales en tous les points d'un modèle, mais il faut une analyse supplémentaire pour atteindre les valeurs séparées des contraintes elles-mêmes. Cette analyse peut procéder par des voies mécaniques, optiques ou mathématiques, mais elle est toujours une opération supplémentaire, longue et délicate. On va montrer que, en tout point où le gradient de contrainte est constant, l'on peut obtenir directement avec un seul appareil, en une seule ou au plus deux visées obliques, les valeurs séparées des contraintes principales.

Si, en effet, au lieu de faire une observation perpendiculairement aux faces de l'échantillon, on utilise un faisceau incliné, polarisé à 45° du plan d'incidence, ce plan d'incidence contenant l'une des contraintes principales au point d'incidence, alors la vibration incidente se décompose en composantes rectangulaires dont l'une, perpendiculaire au plan d'incidence, se propage avec la vitesse qui correspond à la contrainte principale qui lui est parallèle, tandis que l'autre, dans le plan d'incidence, se propage avec la vitesse qui correspond à la projection sur le plan d'onde de la contrainte principale qui est dans le plan d'incidence.

Ces vitesses sont en général différentes et, si l'on recompose les vibrations émergentes dans le plan d'un analyseur croisé avec le polariseur, on observe un phénomène d'interférence, c'est-à-dire une biréfringence d_1, qui a pour expression

$$d_1 = k\varepsilon(q - p\cos^2\theta);$$

la même observation, répétée en choisissant au même point un plan d'incidence perpendiculaire au premier, donnera une biréfringence

$$d_2 = k\varepsilon(p - q\cos^2\theta),$$

expressions dans lesquelles k est la constante photoélastique de la substance en étude, ε le chemin réellement traversé par la lumière à travers cette substance et θ l'angle d'incidence.

En combinant ces deux équations, on a

$$p = \frac{d_2 + d_1\cos^2\theta}{1-\cos^4\theta}\,\frac{1}{k\varepsilon},$$

$$q = \frac{d_1 + d_2\cos^2\theta}{1-\cos^4\theta}\,\frac{1}{k\varepsilon}.$$

Les contraintes sont ainsi immédiatement connues en grandeur et signe. Il est visible que

a. si les biréfringences dans les deux positions sont de mêmes signes, les contraintes sont toutes deux

du signe correspondant et la plus grande en valeur absolue est celle qui était perpendiculaire au plan d'incidence dans la visée où l'on a trouvé la plus grande biréfringence en valeur absolue;

b. si les biréfringences sont de signes opposés, la contrainte perpendiculaire au plan d'incidence dans la visée où l'on a trouvé la plus grande biréfringence en valeur absolue est du signe correspondant à cette biréfringence, l'autre contrainte ayant ou non le signe de la première suivant que la valeur absolue de la plus petite biréfringence est inférieure ou supérieure au produit par $\cos^2 \theta$ de la valeur absolue de la plus grande;

c. si les biréfringences sont de signes opposés et que, en valeur absolue, l'une d'elles soit égale au produit de l'autre par $\cos^2 \theta$, alors les deux contraintes sont égales et de mêmes signes, c'est-à-dire que le point considéré est un point singulier ou qu'il appartient à une zone isotrope.

Ce dernier cas est le plus remarquable, sinon le plus important, car la connaissance de la contrainte dans les zones isochromes d'ordre o résulte habituellement d'un traitement global à partir de l'échantillon pris dans son ensemble; nous sommes même tellement habitués à raisonner la photoélasticimétrie le long d'un rayon perpendiculaire aux faces, qui est alors un axe optique, que l'on considère comme paradoxale la possibilité de connaître séparément des contraintes principales égales et de même signe. Il est vrai que le milieu est alors isotrope autour d'une normale aux faces, mais il n'est pas *absolument* isotrope dans le cas de l'élasticité plane : la contrainte n'est pas ici hydraulique, puisqu'elle est, par hypothèse, nulle perpendiculairement aux faces.

Un appareil mettant en œuvre cette méthode a été construit par nos soins. Il utilise la réflexion sur la seconde face de l'échantillon, cette réflexion étant de préférence totale.

Il se compose d'un tube collimateur émettant un faisceau de lumière parallèle polarisée que l'on renvoie par le jeu d'un petit prisme dans une pièce réfringente d'indice voisin de celui de la substance en essai. Cette pièce prend contact avec la première face de l'échantillon et, si une couche de liquide est interposée entre la pièce et cette face, la lumière pénètre sans grande déviation et l'on peut réaliser avec facilité sur la seconde face telle incidence que l'on souhaite.

Le faisceau réfléchi est alors reçu dans un oculaire analyseur après avoir traversé un compensateur approprié.

Suivant l'épaisseur de la lame étudiée, on peut déplacer le collimateur par translation le long de son axe, de façon à toujours retrouver le faisceau réfléchi dans l'axe de l'oculaire.

L'on remarquera que, si l'on opère par réflexion totale, il se produit une différence de marche instantanée, au moment de la réflexion, entre la vibration du plan d'incidence et celle qui lui est perpendiculaire. Mais cette différence est la même, que la lame soit contrainte ou non. On peut donc en tenir compte aisément par une visée sur une lame identique non contrainte.

4. — Nouveau dispositif pour l'observation en contraste de phase différentiel;

par M. G. Nomarski,
Institut d'Optique, Paris.

La lame de Zernike est remplacée par un filtre dont les parties absorbante et déphasante présentent la même transmission complexe qu'un système de franges d'interférence. La nouvelle lame présentée en application au microscope est réalisée par évaporation sous vide. Le dépôt déphasant est en dents de scie, hauteur d'échelons $\lambda/2$. Le dépôt absorbant métallique présente une courbe de transmission sinusoïdale, les minima nuls coïncidant avec les discontinuités du dépôt transparent. En éclairage cohérent, on observe une image équivalente à une image en contraste de phase d'une onde dont le profil est proportionnel à la première dérivée de l'onde objet. Le réglage du contraste optimum s'obtient en projetant l'image directe de la fente à une distance convenable d'un minimum de la lame, ce qui permet d'annuler la lumière pour une certaine valeur de la pente locale de l'onde objet..

En microscopie, il suffit de couvrir la pupille de sortie de l'objectif par une seule période du réseau complexe de la lame pour obtenir des excellentes images de beaucoup d'objets de phase. On signale une application possible de la lame différentielle à la réfractométrie interférentielle dans l'infrarouge.

La première lame de ce type a été exécutée au laboratoire de traitement de surfaces de l'Institut d'Optique en 1950 par M. Besse. Les premiers résultats pratiques ont été présentés en 1954 à Florence (Florence Meeting : *Problems of contemporary Optics*).

SÉANCE DU 4 MARS 1955.

1. — Un détecteur photoélectrique de déviations utilisant une cellule photoconductrice et ses applications aux mesures de microdéplacements et aux enregistrements;

par Åke Thulin,
Bureau International des Poids et Mesures, Sèvres (Seine-et-Oise).

Le dispositif présenté permet la mesure ou l'enregistrement par voie photoélectrique d'un mouvement mécanique provoqué, par exemple, par le cadre d'un galvanomètre ou par tout autre instrument muni d'un miroir. Un faisceau lumineux forme, après réflexion sur le miroir, une image rectangulaire sur une cellule photoconductrice différentielle comportant une couche de CdS activé. La cellule est branchée dans un pont de Wheatstone avec deux résistances fixes de façon à fournir un courant ou une tension proportionnel au déplacement du spot lumineux.

Si l'on alimente le pont par un courant stabilisé, il est possible d'obtenir une sensibilité aux déplacements qui est indépendante des variations d'éclairement et de photosensibilité [1]. Il faut cependant que les résistances fixes du pont, ou la résistance de l'instrument de lecture branché dans la diagonale, soient petites devant la résistance de la cellule. Si cela est réalisé, on peut obtenir une linéarité de 1 à 3 pour 100 avec une sensibilité aux déplacements de, par exemple, 30 μA/mm dans le cas d'un détecteur du type générateur de courant, ou de 5 V/mm dans le cas d'un générateur de tension. Le bruit de fond correspond en général à un déplacement du spot inférieur à 1 μ. La capacité de mesure de la cellule même est limitée de 2 à 5 mm de préférence. Une variation de l'éclairement de l'ordre de 100 pour 100 n'entraîne une variation de la sensibilité aux déplacements que de quelques pour-cent.

Le détecteur offre de nombreuses possibilités pour la mesure ou l'enregistrement des microdéplacements. Un appareil du type comparateur mécanique a été présenté dans lequel une amplification de mouvement était réalisée par voie mécanique à l'aide d'un ruban de torsion. L'appareil a une sensibilité maximum de 0,01 μ, qui peut être facilement augmentée.

Un montage d'essai montrait une cellule à couches multiples permettant l'enregistrement direct à l'aide d'un enregistreur à plume de consommation réduite. Un enregistreur à servomécanisme du type suiveur de spot utilisant le détecteur était également exposé.

L'auteur tient à remercier la Société La Radio-Industrie qui a mis à sa disposition les cellules photorésistantes et particulièrement MM. Tarbès, Trouvé et Stevenin pour leur précieuse collaboration.

Un article détaillé sur l'ensemble des expériences a été publié par ailleurs [2].

[1] Thulin Å. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1210.
[2] Thulin Å. — *J. Sci. Instrum.*, 1955, **32**, 387.

2. — Méthode objective pour l'étude des défauts du système optique de l'œil ;

par M. A. Arnulf, Mlles O. Dupuy et F. Flamant.

L'image d'une fente lumineuse formée sur la rétine est employée comme source pour étudier le système optique de l'œil, en utilisant une méthode quelconque de mesure des aberrations, par exemple une méthode d'ombre. L'image de la fente, devenue incohérente par sa diffusion dans la rétine, ne conserve aucune trace de la répartition des phases qui lui avait été imposée par la première traversée de l'œil ; les résultats obtenus ne feront donc intervenir que la seule traversée du système optique de l'œil correspondant au retour des rayons. Par contre, la sensibilité sera réduite parce que la source est une image, élargie par les aberrations, les microfluctuations de l'accommodation et la diffusion rétinienne.

Une des principales difficultés expérimentales que nous avons rencontrées a consisté à garder une ouverture pupillaire suffisamment grande, en utilisant une source intense et sans faire usage de mydriatique ; elle a été résolue en superposant sur le même cliché plusieurs impressions produites par une lampe flash électronique, l'observateur s'efforçant d'immobiliser au mieux la direction de son regard, avec l'aide d'un test de fixation.

Cette méthode montre surtout l'aberration sphérique et les défauts d'homogénéité ; elle est peu sensible à l'astigmatisme, bien que l'on puisse constater par l'observation visuelle, en employant la méthode de Foucault ou d'Yvon, les déplacements d'ombres dues aux microfluctuations de l'accommodation.

La figure 1 représente les ombres de Foucault pour un observateur jeune doué d'une bonne acuité.

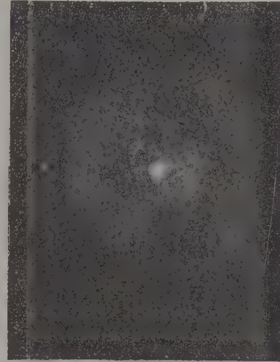


Fig. 1.

On y distingue nettement la figure due à l'aberration sphérique du 5e ordre, ainsi que les défauts radiaux dus aux tensions des muscles ciliaires.

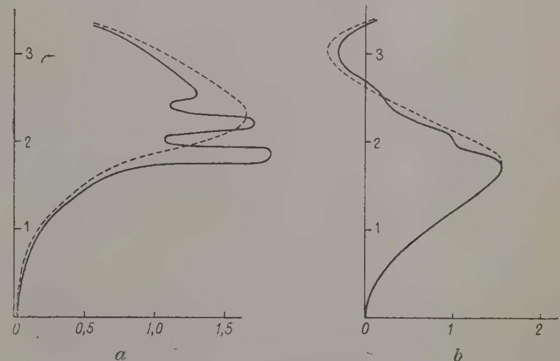


Fig. 2. — En ordonnées, rayon pupillaire r en millimètres. En abscisses : *a.* aberration sphérique en dioptries ; *b.* Δ/λ pour le profil normal, où Δ est la différence de marche et λ la longueur d'onde.
En trait plein : l'aberration sphérique et le profil normal compte tenu des défauts d'homogénéité ; en pointillé : l'aberration sphérique moyenne et le profil normal qui lui correspond, pour une section méridienne horizontale (côté temporal) du cristallin accommodant à 1,3 δ.

La figure 2 montre la courbe d'aberration sphérique et la forme de la surface d'onde correspondant à l'observateur ci-dessus.

3. — Étude photométrique des couches de chrome de densités supérieures à 1;

par M. F. Abelès,
Institut d'Optique, Paris.

Cette Communication fera l'objet d'une publication dans la *Revue d'Optique*.

SECTION DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE.

SÉANCE DU 25 FÉVRIER 1955.

1. — Interaction quadrupolaire électrique dans $^{111}Cd^{m}$;

par MM. P. Lehmann et J. Miller,
Service de Physique nucléaire
du Commissariat à l'Énergie atomique.

$^{111}Cd^{m}$ émet deux photons γ en cascade. La vie moyenne de l'état intermédiaire est 10^{-8} s. Si l'on mesure la corrélation angulaire retardée de ces deux photons γ, on s'aperçoit qu'elle présente un caractère périodique en fonction du retard.

L'interaction entre le gradient du champ électrique cristallin et le moment quadrupolaire du noyau explique ce phénomène.

Cette question est traitée dans une Note aux *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 298.

2. — Sur une nouvelle méthode d'étude des phénomènes radioactifs : la ciné-nucléographie;

par M. M. Laporte,
Professeur à la Faculté des Sciences de Paris,
Laboratoire de Recherches électroniques
de l'Institut du Radium.

La nouvelle méthode utilise l'enregistrement photographique des traces sur plaques nucléaires, mais elle diffère essentiellement des méthodes d'emploi ordinaires de ces plaques en ce que la source radioactive au lieu d'être incorporée à la gélatine ou déposée sur l'émulsion est disposée extérieurement à la plaque et animée, par rapport à elle, d'une vitesse constante, à volonté réglable. Pendant son déplacement, la source demeure à une distance constante et aussi petite que possible (quelques centièmes de millimètre) de la plaque. Il est montré comment la méthode permet de faire des mesures en valeur absolue d'activités de sources émettrices de rayons α dans un large domaine, depuis quelques microcuries jusqu'à une dizaine de millicuries.

3. — Sur une réalisation du ciné-nucléographe du Professeur M. Laporte;

par M. M. Frilley,
Maître de Recherches à l'Institut du Radium.

Présentation d'un appareil permettant la mise en œuvre de la méthode ciné-nucléographique.

La source radioactive est déposée sur un support qui trouve son logement à la périphérie d'un disque mis en rotation par un moteur électrique. Un dispositif porte-plaque permet de la maintenir immobile ou de l'entraîner en un mouvement de rotation fortement démultiplié.

4. — Mesures absolues d'activité de sources de polonium par ciné-nucléographie;

par Mme O. Goussu,
Attachée de Recherches à l'Institut du Radium.

M. Laporte a montré que le nombre n de traces α portées sur des bandes rectangulaires de plaque irradiée, bandes ayant comme largeur (dans le sens de la vitesse v de déplacement de la source) le diamètre d du champ du microscope est donné par la relation $n = ad/v$.

Le dénombrement des traces et la mesure de la vitesse nous ont permis de déterminer l'activité a (dans un angle solide 2π). Des mesures comparatives d'activité de différentes sources par ciné-nucléographie et par différentes méthodes classiques ont été trouvées en excellent accord.

SÉANCE DU 25 MARS 1955.

1. — Spectrographe magnétique pour l'étude d'électrons de conversion pré-accélérés;

par MM. S. Rosenblum, J. S. Dionisio
et M. Valadares,
Laboratoire du Grand Aimant permanent de Bellevue.

On décrit un spectrographe magnétique à 180° comportant un dispositif électrique permettant l'accélération des électrons près de la source. On discute l'intérêt de cette méthode pour la détection des électrons de faible énergie par la méthode photographique. On discute quelques résultats nouveaux obtenus sur des sources de thorium B et d'américium.

Une publication sera donnée ultérieurement.

2. — Interaction des mésons π négatifs et des nucléons à 1,5 BeV;

par MM. J. Crussard
Laboratoire de Physique de l'École Polytechnique,
et W. D. Walker,
Université de Wisconsin.

Il s'agit d'un travail effectué en 1953-1954, à l'Université de Rochester, aux États-Unis.

L'interaction des mésons π négatifs et des nucléons à grande énergie a été étudiée en exposant des émulsions photographiques dans le faisceau de mésons π^-

de 1,5 BeV produits par le cosmotron de Brookhaven et sélectionnés au moyen d'un champ magnétique. Des paquets de 20 émulsions Ilford G 5 sans support, de 10 cm × 5 cm × 400 μ, ont été placés de façon à être traversés dans leur plus grande dimension par les mésons π.

Les traces des mésons π ont été suivies dans les émulsions. Parmi les interactions qu'ils produisent, on a retenu celles qui se présentent comme une collision sur un proton (avec ou sans création de mésons π).

Celles-ci, d'après leur nombre, comprennent environ une moitié de chocs sur des protons libres (atomes d'hydrogène) et une moitié d'interactions avec des noyaux composés. Ces derniers sont, pour la grande majorité, des chocs sur des protons des bords des noyaux, qui ne diffèrent des collisions avec les protons libres que par le mouvement du proton dans le noyau et par de rares interactions secondaires des produits de la collision; il est possible de s'assurer que ces deux effets sont faibles et peuvent être négligés.

Sur une longueur totale suivie de 925 m de trajectoires de méson π^- dans l'émulsion, 191 interactions π^--proton ont été observées.

Elles se décomposent ainsi :

$\pi^- + \mathbf{p} \to \mathbf{p} + \pi^-$ (choc élastique)	43
$\mathbf{p} + \pi^- + \pi^0$	40 à 46
$\mathbf{n} + \pi^- + \pi^+$	35 à 41
$\mathbf{p} + \pi^- + \pi^+ + \pi^-$	3
$\mathbf{p} + \pi^- + \pi^0 + \pi^0$	3 à 9
$\mathbf{n} + \pi^- + \pi^+ + \pi^0$	1 à 7
$\mathbf{n} + \pi^0$, $\mathbf{n} + \pi^0 + \pi^0$	54

La proportion des chocs élastiques, ainsi que la répartition angulaire dans ces chocs (décroissance en fonction de l'angle, très rapide d'abord, puis beaucoup plus lente), s'expliquent si l'on suppose que le proton est constitué d'un centre opaque d'environ $0{,}5.10^{-13}$ cm de diamètre, entouré d'une zone transparente de l'ordre de 10^{-13} cm.

La production d'un seul méson est le cas le plus fréquent à cette énergie. Dans le centre de gravité du méson π incident et du proton, le nucléon est émis le plus souvent vers l'arrière. Les deux mésons π sortants présentent une anisotropie marquée, avec préférence pour les directions avant et arrière.

Le spectre d'impulsion des mésons π dans le système du centre de gravité présente deux maxima, l'un vers 250-300 MeV/c, l'autre vers 600 MeV/c. En général, le méson π rapide est émis vers l'avant, le plus lent vers l'arrière. L'ensemble de ces résultats suggère l'image suivante : méson primaire conservant son mouvement rapide (avec ou sans échange de charge) et méson créé accompagnant plus étroitement le nucléon.

On a examiné si l'émission du méson lent semblait se faire par l'intermédiaire d'un état excité du nucléon, qui se décomposerait très rapidement en nucléon et méson π avec une énergie de désintégration constante [1], [2]. Le calcul de cette énergie donne des valeurs diverses allant de 50 à 350 MeV, avec un maximum du spectre vers 100-150 MeV. D'autre part, la répartition angulaire de la décomposition de ce nucléon excité supposé n'est pas isotrope. Enfin les proportions des interactions des divers types ne concordent qu'assez grossièrement avec celles calculées dans l'hypothèse d'une particule intermédiaire de spin isotopique 3/2.

L'existence du nucléon excité intermédiaire n'est donc pas nettement indiquée; sa vie moyenne est probablement tellement courte que ses effets sur le méson ne se font sentir que de façon approximative.

On a aussi observé 124 interactions ayant l'aspect de collisions de mésons π sur des neutrons. Ce nombre est en accord avec l'hypothèse qu'il s'agit en effet de chocs sur des neutrons au bord des noyaux, si l'on tient compte des mesures de sections efficaces globales π^--proton et π^--neutron à 1,5 BeV faites au moyen de compteurs [3]. Sur ces 124 interactions, il y a seulement 15 réactions $\pi^- + \mathbf{n} \to \mathbf{p} + \pi^- + \pi^-$; cette faible proportion est en accord avec l'hypothèse de la particule intermédiaire de spin isotopique 3/2.

Les autres caractéristiques de la production simple de mésons π sont tout à fait semblables à celles trouvées dans l'interaction π^--proton.

[1] Fowler W. B., Shutt R. P., Thorndike A. M. et Whittemore W. L. — *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 1026.
[2] Lindenbaum S. J. et Yuan L. C. L. — *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 638.
[3] Cool R. L., Madansky L. et Piccioni O. — *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 249.

SÉANCE DU 29 AVRIL 1955.

1. — Double spectromètre β à coïncidence;

par M. J. Moreau,
Service de Physique nucléaire du Commissariat à l'Énergie atomique.

Cet appareil se compose de deux spectromètres du type à secteur magnétique [1]; il permet l'étude des coïncidences entre deux particules chargées (particule β, électron de conversion interne ou deux électrons de conversion interne).

L'appareil comprend aussi deux détecteurs à scintillation pour l'étude du rayonnement γ; les coïncidences γ-γ et β-γ sont donc également possibles.

Chaque spectromètre permet l'étude de corrélation angulaire différentielle β-γ.

Quelques exemples donnant les possibilités limites de l'appareil ont été exposés [2].

[1] Moreau J. — *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 776.
[2] Moreau J. — *Thèse*, Paris, 1955.

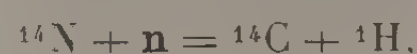
(*) 2. — Détermination de l'âge par le dosage du carbone 14;

par M. J. Labeyrie et Mme G. Delibrias,
Centre d'Études nucléaires de Saclay.

La détermination de l'âge par le dosage du ^{14}C a été mise au point et utilisée d'abord par W. F. Libby.

Le carbone naturel est formé de trois isotopes :

^{12}C qui en constitue la presque totalité, ^{13}C et ^{14}C. Ce dernier, qui est radioactif β, résulte de l'action des neutrons provenant des rayons cosmiques sur l'azote



$$^{14}N + n = ^{14}C + ^{1}H.$$

On a constaté que le carbone de l'air, comme celui des différents corps organiques vivants, contient toujours la même proportion d'isotope ^{14}C. Cette proportion décroît exponentiellement dès l'instant où le corps, ou la plante, cesse de vivre. La mesure de l'activité spécifique du carbone contenu dans un corps ou une plante fossile permet donc de déterminer la date de sa mort.

La valeur habituellement admise (1954) de la période du ^{14}C est de 5 568 ± 30 ans; le nombre de désintégrations par mn et par g de carbone contemporain, d'après Libby et ses collaborateurs, est 15,3.

L'énergie des rayons β émis par le ^{14}C varie de 0 à 150 keV avec un maximum à 20 keV, ce qui les rend difficiles à détecter.

Dans la méthode de Libby, le carbone extrait de l'échantillon à dater est étendu en couche « épaisse » (d'environ 20 mg/cm²) sur la paroi intérieure d'un compteur Geiger-Müller.

Les rayons β émis sont en grande partie perdus par auto-absorption dans la couche de carbone et par suite de la mauvaise géométrie. Le rendement global est seulement de 5 pour 100 environ; le poids de carbone nécessaire à la confection de la couche est de 8 g environ, ce qui nécessite la combustion d'au moins plusieurs dizaines de grammes de substance organique fossile.

Le rendement est bien meilleur si le carbone est introduit sous forme de gaz dans le compteur; jusqu'ici les gaz utilisés ont été CO_2, C_2H_2 et CH_4.

Dès maintenant, plusieurs laboratoires ont obtenu de très intéressants résultats qui sont résumés dans le tableau I.

Méthode utilisée au Centre d'Études Nucléaires de Saclay (*fig.* 1). — Le compteur est rempli de 1 l de CO_2 pur à 1 atm. Sa matière organique est brûlée en courant de O_2, les gaz de combustion traversent du CuO à 450°, puis une solution d'ammoniaque qui est transformée en $CO_3(NH_4)_2$; on précipite ensuite le carbonate de calcium par addition de $CaCl_2$.

Après filtration, séchage et purification, on attaque avec SO_4H_2 qui libère CO_2 que l'on piège dans l'azote liquide après passage dans un piège à — 100° pour retenir l'eau. Après plusieurs évaporations et piégeages successifs avec pompage sur chacun des précipités du CO_2 neigeux, le compteur est rempli à une pression constante (74 cm de mercure).

Le compteur fonctionne en régime proportionnel avec un coefficient de multiplication égal à 1000.

Tableau I.

Auteurs.	Laboratoires.	Technique.	Poids de C (g).	Conditions du compteur.	Age maximum de datage (en années).	Précision (24 h en pour cent).	Bruit de fond (coups/mn).	Carb mod (coups + b de f
W. F. Libby [1]	Lamont, Columbia (É. U)	C solide	8	Compteur Geiger	30 000	2	2,3	6
De Vries [2] et Barendsen.	Groningen (Hollande)	Compt. proport. CO_2	0,7	Long fil : 16 cm, Ø int. : 5 cm, 1 ou 3 atm	30 000	1	3,9	5
G. J. Fergusson [3]	Lover Hutt (New-Zeeland)	Compt. proport. CO_2	4,5	7,7 l, 1 ou 3 atm	45 000	0,2	14	103
Brannon, Taggart et Williams [4]	Houston, Texas (É. U.)	Compt. proport. CO_2	6	0,7 l, 10 atm	42 000	0,4	13,5	45
H. R. Crane [5]	Michigan (É. U.)	Compt. Geiger CO_2—CS_2	–	1 atm, 3,5 et 14 inches	27 000	2	7	9
W. H. Burke [6]	Magnolia (É. U.)	Compt. proport. CH_4	0,8	2 atm	30 000	1,5	4,6	10
A. R. Crathorn [7]	London (G. B.)	Compt. prop. C_2H_2	3	Long. : 45 cm Ø int. : 9 cm	40 000	0,7	16	39
H. Suess [8]	U. S. Geological Survey (É. U.)	Compt. proport. C_2H_2	–	1 l, 1 atm	40 000	0,8	2,3	10
J. L. Kulp [5]	Lamont, Columbia (É. U.)	Compt. prop. C_2H_2	–	4,9 l, 1 atm	47 000	0,3	12	65
Arnold [9]	Chicago (É. U.)	Liquide scintillation	47	–	48 000	0,3	30	80
Coursaget et Lerun	C. E. A. Fort de Châtillon (France)	C solide	8	Compteur Geiger	20 000	5	14	23
Constructions électriques	C. E. A., Saclay (France)	Compt. proport. CO_2	0,64	1 l, 1 atm	–	–	7,65	14

Le faible taux de comptage, dû aux rayons β du ^{14}C (quelques coups/mn) nécessite un bruit de fond extrêmement réduit. Pour éliminer les rayons γ, le compteur est placé dans un château de plomb d'épaisseur 20 cm doublé de 5 cm de fer. Le taux de comptage qui était de 500 coups/mn tombe alors à 170 coups/mn. Les rayons cosmiques sont éliminés par un système d'anticoïncidence formé par 26 compteurs de 50 cm de long et 25 mm de diamètre (type CEA 10 C 8).

En utilisant 0,64 g de CO_2, le compteur étant rempli à 1 atm, on obtient comme taux de comptage : 7,65 pour le CO_2 provenant d'anthracite et 14,25 pour le CO_2 provenant de bois contemporain, chacun de ces comptages étant effectué pendant 900 mn et le compteur fonctionnant avec une haute tension de 5 400 V. Le palier du compteur s'étend de 5 200 à 5 700 V avec une pente totale inférieure à 1 pour 100.

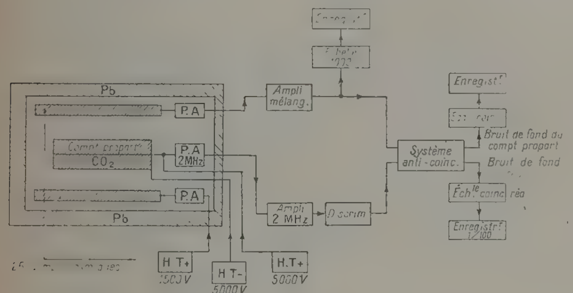


Fig. 1. — Schéma de l'appareil électronique.

Les impulsions du compteur proportionnel sont amplifiées par un préamplificateur et un amplificateur 2 MHz normal C. E. A. (gain total : 20 × 1000, constantes de temps de différenciation 10^{-6} s, intégration 3.10^{-7} s). Un discriminateur d'amplitude (type C. E. A.-S. A. O. 300) laisse passer toutes les impulsions d'amplitude supérieure à 50 V, c'est-à-dire que seuls les rayons β ayant une énergie inférieure à 5 keV environ ne sont pas comptés.

Les impulsions sont alors mises en anticoïncidence avec les impulsions provenant des compteurs cosmiques transformées auparavant en impulsions rectangulaires de largeur moyenne 120 μs. Un retard de 27 μs est ajouté aux impulsions provenant du compteur proportionnel.

On enregistre séparément : le taux de comptage réduit ainsi obtenu, le taux de comptage dû aux compteurs cosmiques seuls et le taux de comptage provenant du compteur proportionnel avant soustraction des impulsions venant des compteurs cosmiques. Les fluctuations de tous ces taux suivent la loi de Poisson, tout le long du palier indiqué plus haut.

[1] Libby W. F. — Radiocarbon dating, University of Chicago Press.
[2] De Vries H. et Barendsen G. W. — *Physica*, 1953, **19**, 987.
[3] Fergusson J. — *Nucleonics*, janvier 1955, p. 18.
[4] Brannon H. R., Taggart M. S. et Williams M. — *Rev. Sc. Instr.*, 1955, **26**, 269.
[5] Kulp J. L. — *Nucleonics*, décembre 1954, p. 19, 21.
[6] Burke W. H. et Meinschein. — *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 915 A.
[7] Crathorn A. R. — *Nature*, 1953, **172**, 632.
[8] Suess H. E. — *Science*, 1954, **120**, 5.
[9] Arnold J. R. — *Science*, 1954, **119**, 155.

SECTION SUD-OUEST
(*Bordeaux*).

SÉANCE DU 17 FÉVRIER 1955.

De l'expression du travail en Thermodynamique ;

par M. J. Mercier,
Faculté des Sciences de Bordeaux.

I. D'après le principe de l'équivalence, la chaleur fournie à un système en évolution et qui parcourt un cycle fermé est équivalente au travail recueilli.

Cette chaleur Q et ce travail $\mathcal{T}$ doivent donc jouer des rôles parallèles dans les transformations thermodynamiques.

Constatons tout d'abord que les expressions de base utilisées pour les différentielles dQ et $d\mathcal{T}$ sont en effet analogues, à savoir $T\,dS$ et $p\,dv$. Les grandeurs T et p sont, pour chacune d'elles, les variables de tension, les potentiels, les facteurs d'action ou de qualité tandis que dS et dv en sont les facteurs de quantité.

Mais alors que l'on envisage plusieurs façons d'exprimer dQ, c'est toujours $p\,dv$ que l'on considère pour $d\mathcal{T}$. Il s'agit en quelque sorte d'une injustice à réparer et c'est ce que nous allons nous efforcer de faire.

II. Si, par exemple, une transformation a lieu sans que du travail soit mis en jeu, c'est-à-dire à volume constant, l'on écrit $dQ = c\,dT$.

Or, pour une transformation sans échange de chaleur avec l'extérieur, c'est-à-dire adiabatique, et dans laquelle on recueille du travail, la pression diminue. Pourquoi n'écrirait-on pas par analogie $d\mathcal{T} = -b\,dp$, car la mesure d'une variation de pression est aussi facile que celle d'une variation de température.

Par suite, nous pourrons donc écrire d'une façon générale et par analogie, dv et dS étant toutes deux les variables de quantité,

$$dQ = c\,dT + l\,dv \qquad \text{et} \qquad d\mathcal{T} = -b\,dp + k\,dS.$$

Nous aurons donc tout d'abord, en écrivant les expressions de $dS = dQ/T$ et de $dv = d\mathcal{T}/p$,

$$dS = \frac{c\,dT}{T} + \frac{l}{T}\,dv, \qquad dv = -b\,\frac{dp}{p} + \frac{k}{p}\,dS,$$

d'où

$$l = T\frac{\partial S}{\partial v_T}, \qquad c = T\frac{\partial S}{\partial T_v}, \qquad b = -p\frac{\partial v}{\partial p_S}, \qquad k = p\frac{\partial v}{\partial S_p}.$$

Mais écrivons que dS, dv et dU = dQ — d$\mathcal{E}$ sont des différentielles exactes.

Nous avons tout d'abord

$$dS = c\frac{dT}{T} + \frac{l}{T}dv$$

et

$$dU = c\,dT + l\,dv - p\,dv = c\,dT + (l-p)\,dv.$$

D'où

$$\frac{\partial c}{\partial v_T} = T\frac{\partial}{\partial T_v}\left(\frac{l}{T}\right) = \frac{\partial l}{\partial T_v} - \frac{l}{T} = \frac{\partial}{\partial T_v}(l-p) = \frac{\partial l}{\partial T_v} - \frac{\partial p}{\partial T_v}$$

et

$$l = T\frac{\partial p}{\partial T_v}, \qquad \frac{\partial c}{\partial v_T} = T\frac{\partial^2 p}{\partial T_v^2},$$

ainsi que

$$\frac{\partial U}{\partial v_T} = l - p = T\frac{\partial p}{\partial T_v} - p = T^2\frac{\partial}{\partial T_v}\left(\frac{p}{T}\right).$$

Mais nous avons aussi

$$dv = -b\frac{dp}{p} + \frac{k}{p}dS \qquad \text{et} \qquad dU = b\,dp + (T-k)\,dS.$$

D'où

$$\frac{\partial b}{\partial S_p} = -p\frac{\partial}{\partial p_S}\left(\frac{k}{p}\right)$$

$$= -\frac{\partial k}{\partial p_S} + \frac{k}{p} = \frac{\partial}{\partial p_S}(T-k) = -\frac{\partial k}{\partial p_S} + \frac{\partial T}{\partial p_S}$$

et

$$k = p\frac{\partial T}{\partial p_S}, \qquad \frac{\partial b}{\partial S_p} = -p\frac{\partial^2 T}{\partial p_S^2},$$

ainsi que

$$\frac{\partial U}{\partial S_p} = T - k = T - p\frac{\partial T}{\partial p_S} = -p^2\frac{\partial}{\partial p_S}\left(\frac{T}{p}\right).$$

Il y a évidemment un parallélisme étroit entre l et k ainsi qu'entre c et b que l'on pourrait appeler *travail spécifique à entropie constante* par analogie avec la désignation de c qui est la *chaleur spécifique à volume constant.* Lors d'une compression adiabatique, on fournit un travail $b\,dp$ comme, dans un échauffement à volume constant, on fournit une chaleur $c\,dT$.

III. De la même façon et par analogie, on peut écrire

$$dQ = C\,dT + h\,dp \qquad \text{et} \qquad d\mathcal{E} = -B\,dp + n\,dT,$$

$$dS = \frac{dQ}{T} = \frac{C}{T}dT + \frac{h}{T}dp$$

et

$$dv = \frac{d\mathcal{E}}{p} = -\frac{B}{p}dp + \frac{n}{p}dT.$$

On a donc tout d'abord

$$C = T\frac{\partial S}{\partial T_p}, \qquad h = T\frac{\partial S}{\partial p_T},$$

$$B = -p\frac{\partial v}{\partial p_T}, \qquad n = p\frac{\partial v}{\partial T_p}.$$

Procédons maintenant comme au paragraphe précédent, mais au lieu d'écrire que dU est différentielle exacte aussi bien dans un cas que dans l'autre, c'est pour dH d'une part, H étant l'enthalpie, et pour dF d'autre part, F étant l'énergie libre que nous exprimerons cette condition. F est d'ailleurs à température constante ce que H est à pression constante.

Nous aurons donc en premier lieu

$$dS = \frac{C}{T}dT + \frac{h}{T}dp$$

et

$$dH = dU + d(pv)$$
$$= C\,dT + h\,dp - p\,dv + d(pv) = C\,dT + (h+v)\,dp.$$

D'où

$$\frac{\partial C}{\partial p_T} = T\frac{\partial}{\partial T_p}\left(\frac{h}{T}\right) = \frac{\partial h}{\partial T_p} - \frac{h}{T} = \frac{\partial(h+v)}{\partial T_p} = \frac{\partial h}{\partial T_v} + \frac{\partial v}{\partial T_p}$$

et

$$h = -T\frac{\partial v}{\partial T_p}, \qquad \frac{\partial C}{\partial p_T} = -T\frac{\partial^2 v}{\partial T_p^2},$$

ainsi que

$$\frac{\partial H}{\partial p_T} = h + v = -T\frac{\partial v}{\partial T_p} + v = -T^2\frac{\partial}{\partial T_p}\left(\frac{v}{T}\right).$$

Nous écrirons alors en second lieu

$$dv = -\frac{B}{p}dp + \frac{n}{p}dT$$

et

$$dF = dU - d(TS)$$
$$= T\,dS + B\,dp - n\,dT - d(TS) = B\,dp - (n+S)\,dT.$$

D'où

$$\frac{\partial B}{\partial T_p} = -p\frac{\partial}{\partial p_T}\left(\frac{n}{p}\right) = -\frac{\partial n}{\partial p_T} + \frac{n}{p}$$

$$= -\frac{\partial(n+S)}{\partial p_T} = -\frac{\partial n}{\partial p_T} - \frac{\partial S}{\partial p_T}$$

et

$$n = -p\frac{\partial S}{\partial p_T}, \qquad \frac{\partial B}{\partial T_p} = p\frac{\partial^2 S}{\partial p_T^2},$$

ainsi que

$$\frac{\partial F}{\partial T_p} = -(n+S) = p\frac{\partial S}{\partial p_T} - S = p^2\frac{\partial}{\partial p_T}\left(\frac{S}{p}\right).$$

Nous trouvons encore entre C et B une étroite analogie. Et si la première est la *chaleur spécifique à pression constante*, on pourrait désigner B comme le *travail spécifique à température constante.*

Pour comprimer un corps à température constante, il faut lui fournir un travail $B\,dp$ tandis que pour l'échauffer à pression constante, il faut lui fournir une chaleur $C\,dT$.

IV. On peut d'ailleurs trouver une relation entre C, c, B et b. On a, en effet,

$$c\,dT + l\,dv = c\,dT + l\left(-\frac{B}{p}dp + \frac{n}{p}dT\right) = C\,dT + h\,dp.$$

D'où

$$C - c = \frac{nl}{p}$$

et

$$h = -\frac{l}{p} B, \qquad \text{soit} \quad B = -\frac{ph}{l}.$$

De même, on a

$$-b\,\mathrm{d}p + k\,\mathrm{d}S = -b\,\mathrm{d}p + k\left(\frac{C}{T}\mathrm{d}T + h\frac{\mathrm{d}p}{T}\right)$$
$$= -B\,\mathrm{d}p + n\,\mathrm{d}T.$$

D'où

$$B - b = -\frac{kh}{T}$$

et

$$n = \frac{kC}{T}, \qquad \text{soit} \quad C = \frac{Tn}{k}.$$

De ces relations, on tire

$$\frac{C-c}{B-b} = -\frac{nl}{kh} = \frac{C}{B},$$

d'où

$$\frac{C}{B} = \frac{c}{b} \qquad \text{et} \qquad \frac{C}{c} = \frac{B}{b}.$$

Pour les gaz parfaits, on sait que l'on a $l = p$ et $h = v$. Il s'ensuit que l'on a $B = v$ et, par suite, $b = v/\gamma$, ainsi que

$$n = C - c = C\frac{\gamma - 1}{\gamma} \qquad \text{et} \qquad k = \frac{nT}{C} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} T.$$

V. On a de même, de façon générale,

$$C - c = l\frac{\partial v}{\partial T_p} = -h\frac{\partial p}{\partial T_v} = T\frac{\partial p}{\partial T_v}\frac{\partial v}{\partial T_p}$$

et

$$B - b = -k\frac{\partial S}{\partial p_T} = n\frac{\partial T}{\partial p_S} = -p\frac{\partial T}{\partial p_S}\frac{\partial S}{\partial p_T},$$

soit encore deux expressions bien analogues.

VI. L'analogie se poursuit lors d'un changement d'état. On peut, en effet, passer d'un état à un autre à pression et température constantes, soit en fournissant de la chaleur, soit en fournissant du travail.

L'on a, pour la chaleur absorbée,

$$Q_T = \int l\,\mathrm{d}v = T\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}T}\int \mathrm{d}v = T(v_2 - v_1)\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}T}$$

et, de même, pour le travail recueilli

$$\mathcal{T}_p = \int k\,\mathrm{d}S = p\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}p}\int \mathrm{d}S = p(S_2 - S_1)\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}p}.$$

Ces expressions sont, en tous points, semblables. On passe d'ailleurs facilement de l'une à l'autre. Par exemple, pour passer de la première à la seconde, on peut écrire

$$T(S_2 - S_1) = \frac{T}{p}\,p\,(v_2 - v_1)\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}T}.$$

Mais $p\,(v_2 - v_1)$ est égal à $\mathcal{T}_p$. D'où la seconde expression. Nous rappelons que $\mathrm{d}p/\mathrm{d}T$ est la pente de la courbe de changement d'état au point relatif aux conditions de l'expérience.

VII. Il n'est pas douteux que les différents coefficients que nous venons de définir et qui peuvent servir à l'évaluation du travail soient susceptibles de rendre les mêmes services que les coefficients calorimétriques auxquels nous sommes habitués. Mais il faut dire qu'on ne saurait se passer de ces derniers, incapables que nous sommes d'évaluer sans eux les quantités de chaleur mises en jeu dans une transformation et les variations correspondantes d'entropie, alors que nous pouvons au contraire mesurer des pressions et des volumes. Cependant, dans certains cas, il semble utile d'avoir d'autres expressions que $p\,\mathrm{d}v$ pour le travail élémentaire mis en jeu dans une transformation.

Mais, pour raisonner semblablement sur le volume et l'entropie, il serait désirable qu'il y ait une unité d'entropie comme il y en a une de volume. Il faut dire d'ailleurs que, dans bien d'autres occasions, il y a lieu aussi de déplorer une telle lacune et celle-ci vient certainement de ce fait que l'on n'a pas perdu l'habitude de considérer la température comme une grandeur repérable au lieu de la considérer, ainsi que toutes les grandeurs physiques, comme une grandeur mesurable.

VIII. Le parallélisme étroit que nous avons établi se retrouve, ainsi que nous l'avons déjà vu, entre les fonctions $H = U + pv$ et $F = U - TS$.

Leurs différentielles ont pour expressions

$$\mathrm{d}H = v\,\mathrm{d}p + T\,\mathrm{d}S \qquad \text{et} \qquad \mathrm{d}F = -S\,\mathrm{d}T - p\,\mathrm{d}v.$$

D'où les deux relations, la seconde étant celle de Helmholtz

$$H = U + p\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}p} \qquad \text{et} \qquad F = U + T\frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}T}.$$

Au cours d'une transformation isotherme, F varie de ΔF et l'on démontre que c varie d'une quantité Δc qui s'exprime par l'égalité

$$\Delta c = \frac{\partial}{\partial T}(\Delta S) = -T\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}T^2}(\Delta F).$$

On peut démontrer d'une façon analogue, qu'au cours d'une transformation isobare, H variant de ΔH, la quantité b varie de

$$\Delta b = -\frac{\partial}{\partial p}(\Delta v) = -p\frac{\partial^2}{\partial p^2}(\Delta H).$$

Mais passons maintenant aux transformations irréversibles.

a. On doit poser, à pression constante,

$$\mathrm{d}Q > \mathrm{d}U + p\,\mathrm{d}v \qquad \text{et} \qquad Q_1^2 > H_2 - H_1.$$

La chaleur fournie au système est supérieure à l'augmentation d'enthalpie. On a, de ce fait,

$$Q_1^2 = H_2 - H_1 + \varepsilon;$$

ε est une *chaleur non compensée.*

Dans le cas particulier où il n'y a aucun échange

de chaleur avec l'extérieur, il vient

$$H_2 - H_1 = -\varepsilon < 0$$

et l'enthalpie, dans ces conditions, ne peut que diminuer.

Et si, au contraire, le système à pression constante parcourt un cycle fermé, on a $H_2 = H_1$ et il reste $Q_c > 0$. Le système ne peut qu'avoir reçu de la chaleur.

b. Opérons maintenant à température constante. L'on écrira

$$T\,dS > dU + d\mathfrak{T},$$
$$d\mathfrak{T} < T\,dS - dU,$$
$$\mathfrak{T}_1^2 < F_1 - F_2,$$
$$\mathfrak{T}_1^2 = F_1 - F_2 - \varepsilon.$$

Le travail recueilli est inférieur à la diminution de l'énergie libre et ε est un *travail non compensé*.

Dans le cas où il n'y a aucun échange de travail avec l'extérieur, il vient $F_2 - F_1 = -\varepsilon < 0$ et l'énergie libre ne peut que diminuer.

Dans le cas d'un cycle fermé, F_2 est égal à F_1 et il reste

$$\mathfrak{T}_1^2 = -\varepsilon < 0.$$

Le système ne peut qu'avoir reçu du travail.

c. *H* et *F* jouent donc des rôles tout à fait analogues, l'une à pression constante, l'autre à température constante. Il est, de ce fait, fâcheux que leurs dénominations ne rappellent en rien ce parallélisme, bien au contraire. D'autant plus, d'autre part, que l'énergie libre *G* peut se déduire semblablement soit de *H* soit de *F*.

SÉANCE DU 24 FÉVRIER 1955.

Les phénomènes magnétooptiques dans le domaine hertzien ;

par M. A. Kastler,
Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.

SÉANCE DU 17 MARS 1955.

(*) 1. — Réalisation d'un atténuateur variable, pour guide d'onde circulaire, dans la bande des 3 000 MHz ;

par M. A. Charru.

J'ai réalisé, au laboratoire de M. Servant, un atténuateur variable pour guide d'onde circulaire, qui permet d'assurer un découplage variable entre le klystron émetteur et le guide d'onde utilisé. J'utilise un klystron du type 726 A et un guide de diamètre intérieur 69 mm. Une antenne diamétrale accordée excite le mode TE_{11}. La fréquence moyenne utilisée est 3 300 MHz.

Principe de l'atténuateur variable. — Dans le mode TE_{11}, la plus grande partie de l'énergie transportée par l'onde se trouve localisée dans le plan de vibration V passant par l'antenne (*fig.* 1). Ainsi un obstacle mince situé dans ce plan aura une influence considérable sur la propagation de l'onde. Si l'on place suivant un plan diamétral faisant un angle θ

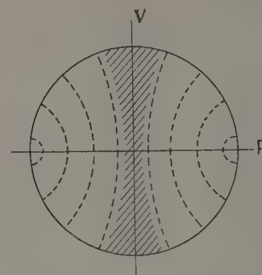


Fig. 1.

avec le plan de polarisation P (*fig.* 2 *a*) un élément absorbant A_1 qui absorbe complètement la composante suivant son plan, le vecteur électrique E' de l'onde émergente aura tourné d'un angle θ et aura pour intensité $E_0 \cos\theta$. Si l'on dispose ensuite un second élément absorbant A_2 (*fig.* 2 *b*) perpendiculaire

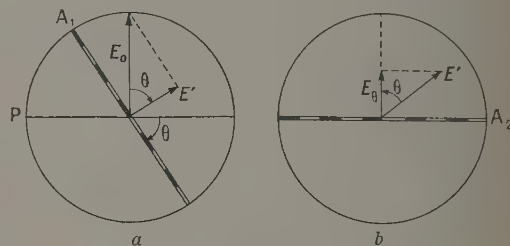


Fig. 2.

à la direction du vecteur E_0 initial, le vecteur E_0 émergent aura pour intensité $E_0 \cos^2\theta$ et sera à nouveau parallèle à l'antenne. Ainsi, en faisant tourner A_1, on aura une atténuation variable sans modifier la polarisation de l'onde.

Réalisation pratique. — Un atténuateur de ce type a été décrit par Southworth [1]. Chaque élément absorbant A_1 ou A_2 (*fig.* 3) est constitué de deux parties absorbantes a — minces lames de bakélite couvertes de « Dag » et terminées en créneaux en $\lambda_g/4$

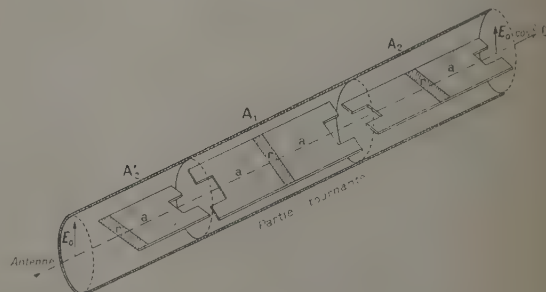


Fig. 3.

pour détruire l'onde réfléchie par l'extrémité de la lame — situées de chaque côté d'une bande métallique réfléchissante r. La bande r a pour but de réfléchir la composante de E (suivant le plan de A_1) qui n'aurait pas été complètement absorbée par a.

Si une onde est réfléchie par un obstacle quelconque situé dans le guide, elle traversera l'atténuateur en sens contraire, sera de nouveau absorbée et, grâce au troisième élément A'_2 fixe, la vibration émergente sera polarisée rectilignement dans la direction de l'antenne.

Étalonnage de l'atténuateur. — Le guide est terminé par un cône en bois couvert de Dag (*fig.* 4), le taux

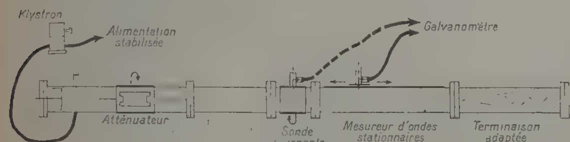


Fig. 4.

d'ondes stationnaires étant ainsi voisin de 1,03. Lorsqu'on place l'atténuateur, le taux d'ondes stationnaires reste inchangé quelle que soit la position de l'élément tournant. D'autre part, à l'aide d'un

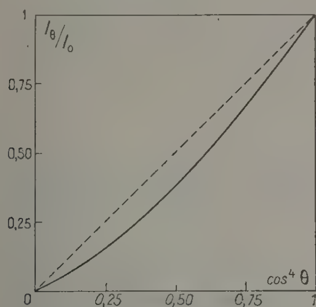


Fig. 5.

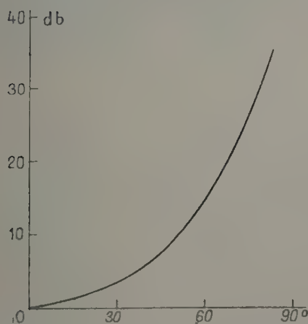


Fig. 6. — Courbe d'atténuation.

élément de guide portant une petite sonde accordée et pouvant tourner autour de l'axe du guide, on contrôle la polarisation de l'onde qui se propage; on vérifie que i/I reste inférieur à 1/1000e et que le plan de polarisation n'a pas tourné. On a constaté, par ailleurs, que la réponse du détecteur utilisé est quadratique tant que le courant reste faible, c'est-à-dire proportionnelle au carré du champ donc à la puissance. On trouve bien ici que le courant débité par le détecteur est proportionnel à $\cos^4\theta$. La courbe effectivement obtenue (*fig.* 5) — I_θ/I_0 en fonction de $\cos^4\theta$ — est très voisine de la droite théorique marquée en pointillé. J'ai enfin tracé directement la courbe donnant les variations de l'atténuation (exprimée en décibels) $20\log(E_0/E_\theta)$ [soit $10\log(I_0/I_\theta)$] en fonction de θ (*fig.* 6).

[1] Southworth G. C. — Principles and applications of waveguide transmission, New-York, 1950, p. 375.

(*) **2. — Effet de voile des papiers sur les couches sensibles;**

par MM. R. Lochet et M. Biehler,
Laboratoire de Physique générale,
Faculté des Sciences de Bordeaux.

Les résultats de nos études antérieures sur la phosphorescence de la cellulose pure [1] ou dégradée [2] et sur l'effet Russell [3] nous permettent de préciser l'action sur la plaque photographique des papiers insolés et, en particulier, d'infirmer une hypothèse émise en 1928 par M. Fallot [4], à savoir une phosphorescence de très longue durée. Des papiers soumis au rayonnement d'un arc au mercure pendant 1 h, abandonnés ensuite durant 5 mn à l'obscurité et mis enfin au contact de couches sensibles pendant quelques heures, provoquaient un voile photographique, parfois très important que l'auteur de ces expériences, M. Fallot, expliquait par une « restitution lente de la lumière absorbée par le papier ». Nous avons reproduit ces expériences et, s'il est exact que certains papiers insolés voilent la plaque photographique, les essais que nous rapportons ici prouvent que l'hypothèse de la phosphorescence doit être écartée.

1. Nous avons montré [1] que la phosphorescence de la cellulose n'était observable que sur des échantillons parfaitement desséchés et que sa durée de vie était de l'ordre de 1 s. Du papier Joseph et du papier filtre insolés, mais non spécialement desséchés, restent sans action sur la plaque sensible même lorsqu'ils sont amenés au contact de celle-ci immédiatement après l'insolation.

Ainsi les papiers sans charge ni encollage ne produisent pas de voile photographique dans les conditions expérimentales où opérait M. Fallot.

2. Dans ces mêmes conditions, le papier Kraft donne un voile important. On sait que le papier Kraft contient de la résine et que, depuis longtemps, M. Abribat a signalé le voile photographique dû aux produits de peroxydation des résines et de l'essence de térébenthine. Nous avons vérifié qu'un papier filtre imprégné d'une solution alcoolique de résine, séché et insolé, voile fortement une couche sensible. Dans la suite de nos expériences, cet échantillon de papier résiné R et l'échantillon de papier Kraft K se sont comportés de façon identique du

point de vue qualitatif, l'échantillon R donnant des voiles plus intenses que l'échantillon K.

3. On obtient des voiles sensiblement égaux, que l'échantillon insolé soit mis en contact avec l'émulsion, quelques secondes ou 30 mn après la fin de l'insolation, pourvu que la durée du contact soit la même dans les deux cas. On observerait des voiles bien différents dans l'hypothèse d'une phosphorescence même de longue durée.

4. Les échantillons K et R fortement insolés sont placés à 1,5 mm au-dessus d'une couche sensible. On glisse sous l'échantillon une lame de quartz d'épaisseur 1 mm, de surface inférieure à celle du du papier, et reposant sur l'émulsion photographique. Après développement, seule la région de la plaque extérieure à la lamelle de quartz est voilée.

Cette expérience élimine non seulement l'hypothèse de la phosphorescence mais aussi celle d'un rayonnement, visible ou ultraviolet, qui prendrait naissance au cours de la peroxydation lente des produits résineux préalablement insolés; cette action chimique pouvait en effet se poursuivre dans le papier situé au-dessus du quartz dont il était séparé par une épaisseur d'air de 0,5 mm.

Il s'agit donc d'un effet chimique, comparable à celui de l'eau oxygénée, par contact *direct* de l'agent voilant et de l'émulsion.

5. Par analogie avec notre étude sur l'effet Russell, où le voile s'explique bien par l'action de l'eau oxygénée formée dans l'oxydation de zinc, nous avons vérifié que l'agent voilant des papiers insolés était sans action sur les émulsions panchromatiques; dans les mêmes conditions d'insolation et de durée de contact, les échantillons K ou R donnent des voiles importants avec les plaques non chromatisées et inexistants avec des plaques panchromatiques.

En conclusion, l'action de la phosphorescence étant exclue, il est probable que l'action de certains papiers insolés sur les couches sensibles est due à des produits d'oxydation provenant d'une transformation chimique des charges ou encollages amorcée pendant l'insolation.

[1] Rousset A., Lochet R. et Darrine J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **237**, 37.
[2] Pavageau J. — Étude de la phosphorescence de dérivés de la cellulose, *Diplôme d'Études Supérieures*, Bordeaux, 1954.
[3] Mlle Motte S., Lochet R. et Clastre J. — *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 53 S.
[4] Fallot M. — VIIe Congrès de Chimie industrielle, Paris, 1928, *Chimie et Industrie*, no spécial, avril 1928, p. 596.

SÉANCE DU 21 AVRIL 1955.

(*) 1. — Réalisation d'un oculaire fluorescent pour les mesures de réfractivité dans le proche ultraviolet.

par MM. R. Servant et J. Duroux.

Il nous a paru intéressant de compléter l'installation de réfractométrie déjà existante au laboratoire (goniomètre de précision, prisme creux thermostaté [1]) par un dispositif permettant d'étendre les mesures visuelles dans le proche ultraviolet. Il fallait pour cela munir la lunette d'observation du goniomètre d'un oculaire fluorescent.

Nous avons pensé d'abord employer un oculaire de Soret. On sait qu'un tel oculaire comporte une cuve ou lame fluorescente, un réticule et une monture spéciale permettant une observation oblique par rapport à la ligne de visée pour pouvoir séparer éventuellement la lumière de fluorescence de la lumière visible.

Mais il nous a semblé que ce dispositif, malgré son intérêt, pouvait être simplifié dans le cas où l'on utilisait, comme nous, un arc au mercure comme source de lumière. Les radiations dispersées par le prisme sont alors bien séparées et, par surcroît, on peut éliminer celles du visible par un écran de Wood quand on fait des pointés dans l'ultraviolet. La lumière de fluorescence ne risque pas d'être noyée dans la lumière visible.

On peut donc, sans inconvénients, utiliser une direction d'observation axiale et employer une simple lame fluorescente F placée contre le réticule R (*fig.* 1).

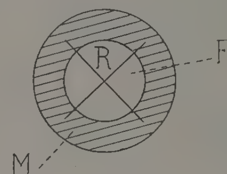


Fig. 1.

Par souci de simplification encore, nous avons employé, au lieu d'une cuve à esculine ou d'un verre d'urane, une feuille de rhodoïd commercial fluorescent, de 0,3 mm d'épaisseur. Il suffit de choisir un échantillon donnant (*fig.* 2), pour la lumière de Wood,

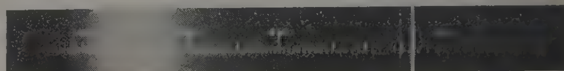


Fig. 2.

une fluorescence verte. Une telle lame, contre laquelle on tend en croix deux fils très fins formant réticule, est placée sur une monture M et substituée au réticule ordinaire de la lunette dont l'oculaire peut encore servir. Les réglages par autocollimation peuvent être faits comme avant.

La présence de la lame F, très légèrement teintée en jaune vert, est sans inconvénients lors des pointés avec les radiations visibles (5 780, 5 460, 4 358, 4 046 Å) et, dans l'ultraviolet, les pointés sont tout à fait possibles (grâce à la fluorescence) avec la raie, très intense, 3 650 Å de l'arc au mercure, sans qu'il soit nécessaire de changer l'optique en verre de l'ensemble de l'appareil.

Ainsi, au moyen de ce simple réticule sur lame fluorescente, on peut très facilement effectuer des

pointés réfractométriques dans le large intervalle spectral 7 000-3 500 Å.

[1] Charru A. — *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 63 S.

(*) 2. — Présentation de quelques expériences sur les ondes stationnaires dans la bande des 10 000 MHz;

par M. R. Servant.

L'auteur présente quelques mesures de taux d'ondes stationnaires introduits par différentes pièces (pavillons électromagnétiques, transitions guide rectangulaire-guide circulaire) destinées à des montages de polarimétrie ultrahertzienne.

Montage utilisé. — C'est un banc de mesures comportant (*fig.* 1) un klystron, un atténuateur réglable, un ondemètre, un mesureur d'ondes stationnaires et la terminaison ou la transition à étudier. Le mesureur d'ondes stationnaires est un appareil simplifié, construit au laboratoire même par M. Moréra, collaborateur technique. Il est constitué par un tronçon de guide rectangulaire surmonté d'une plaque rectangulaire horizontale qui lui est solidaire et qui sert de glissière au support de sonde (muni de son détecteur et de son piston d'accord). Le glissement est guidé par l'écran de sonde lui-même, formant « quille », et s'engageant dans la fente longitudinale percée dans la plaque et la paroi supérieure du guide d'onde. La sonde, dont la longueur est réglable, affleure de 0,25 mm à l'intérieur du guide.

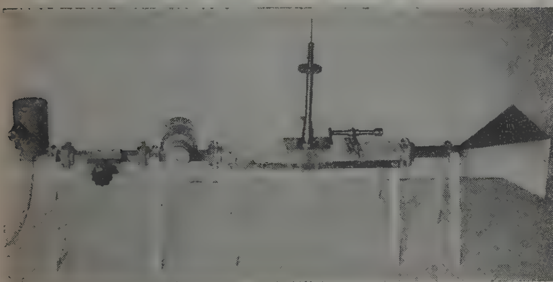


Fig. 1.

Contrôle du mesureur d'ondes stationnaires. Afin de contrôler les possibilités du mesureur d'ondes stationnaires, on étudie une terminaison constituée par un biseau pyramidal de bois placé en bout d'un tube guide d'onde rectangulaire, ce coin étant d'abord nu puis enrobé (par pulvérisations) de couches successives de Dag. On montre que, pour réaliser une terminaison adaptée, il faut une épaisseur convenable de Dag, au delà de laquelle le taux d'ondes stationnaires augmente à nouveau. Cette épaisseur étant repérée (elle correspond ici, pour un biseau de 10 cm, à environ 200 mg de Dag), on montre que pour une série de pulvérisations successives, le TOST passe par exemple de 1,12 à 1,10, 1,07, 1,04 et moins de 1,03.

Mesures effectuées. — *Cornets.* — L'auteur projette d'abord les résultats obtenus sur des pavillons pyramidaux débouchant du guide rectangulaire. On peut voir l'influence de la longueur et de l'évasement. Ainsi, pour un pavillon de 12 cm de long se terminant dans l'air par une sortie rectangulaire ($a \times 2a$) et formant un angle dièdre $2\alpha \simeq 40°$, on obtient un TOST de 1,1 (au lieu de 1,7 pour un guide rectangulaire).

Transitions guide rectangulaire-guide circulaire. — L'auteur projette les résultats obtenus pour des transitions de diverses proportions. Ainsi, une transition de 11 cm prolongée par un élément (de 9 cm de long) de guide circulaire 3 cm donne un TOST de 1,12 quand elle débouche à l'air libre. Mais, si on la fait suivre d'un guide circulaire fermé à son extrémité par un cône de bois (de 20 cm de long) couvert d'une couche très légère de Dag, le Tost décroît à une valeur inférieure à 1,03.

(*) 3. — Étude de l'effet Cotton hertzien dans la bande des 2 000 MHz;

par M. P. Loudette.

Au cours d'études antérieures réalisées dans la bande des 500 MHz, M. Servant et moi-même avions montré qu'en plaçant, par exemple, une hélice monospire plate dans l'axe d'un guide d'onde excité par un doublet émetteur en mode TE_{11}, on obtient des modifications importantes dans la structure de l'onde électromagnétique transmise [1].

Pour certaines valeurs de la longueur d'onde, l'onde initialement polarisée rectilignement, cesse de l'être et l'on détecte, pour deux azimuts rectangulaires, un courant maximum I et un courant minimum i dont le rapport $\tau = i/I$ varie avec la longueur d'onde en passant par un maximum. Simultanément, la direction du champ électrique de l'onde, correspondant au courant maximum I, fait avec sa direction primitive un angle ρ et cette rotation ρ varie aussi avec la longueur d'onde.

En observant la dispersion de ρ avec cette longueur d'onde, on obtient une courbe en S dont le point d'inflexion correspond au maximum de τ. C'est ce phénomène que nous avons appelé « effet Cotton hertzien », en raison de l'identité d'aspect qu'il présente avec les anomalies de dispersion rotatoire naturelle des corps actifs absorbants.

Nous avions aussi prévu la généralité de ce phénomène qui doit apparaître, semble-t-il, chaque fois qu'un résonateur participe à une dissymétrie, qu'elle soit propre ou induite, externe ou interne [2].

A la suggestion de M. Servant, j'ai poursuivi ces études dans une gamme de fréquences plus élevée (bande des 2 000 MHz) en utilisant un oscillateur à cavités coaxiales et à tube à disques scellés (2 C 40), avec lequel il est possible de faire varier la longueur d'onde d'émission dans l'air de 12,5 à 17,5 cm [3].

Le spectropolarimètre est essentiellement constitué par un guide d'onde circulaire de 10 cm de diamètre dans lequel on excite le mode TE_{11} au moyen d'une jonction coaxial-guide soigneusement adaptée. L'antenne émettrice est donc diamétrale et définit le

plan de vibration initial de l'onde. Le dispositif d'analyse est constitué par une petite sonde latérale pouvant tourner autour du guide. Le courant obtenu à travers un détecteur à cristal est mesuré par un galvanomètre. Le guide est terminé par un cône de bois graphité qui supprime la réflexion à l'extrémité. La figure 1 montre une vue d'ensemble de l'émetteur et du spectropolarimètre.



Fig. 1.

Pour réaliser un système dissymétrique j'ai utilisé, cette fois, un anneau métallique fendu, placé dans l'axe du guide et dont la coupure est oblique par rapport à l'antenne. L'ensemble antenne-anneau constitue en somme le modèle dissymétrique étudié (*fig.* 2).

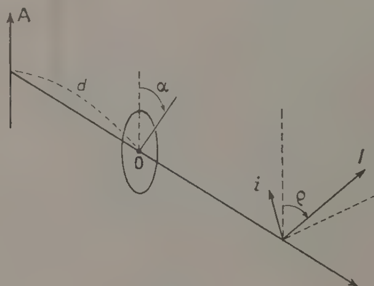


Fig. 2.

Le plan de vibration de l'onde a tourné de l'angle ρ compté positivement dans le sens dextrogyre pour un observateur qui reçoit l'onde, le courant débité correspondant a alors la valeur maximum I. Pour les azimuts rectangulaires, le courant détecté a sa valeur minimum i et le rapport $\tau = i/I$ est d'autant plus petit que l'onde est mieux polarisée rectilignement.

Nous avons constaté que les variations de ρ et de τ dépendent de la longueur d'onde λ, de la longueur L de l'anneau fendu, de son orientation α par rapport à l'antenne et de la distance d entre l'antenne A et l'anneau.

Si, à longueur d'onde constante, on déplace l'anneau dans le guide tout en conservant son orientation, on observe, pour certaines valeurs de d, l'apparition de l'effet Cotton hertzien [4]. La figure 3 est relative à un anneau fendu de 4,5 cm de diamètre, dont la coupure (1 mm) se trouve à 30° du plan de vibration initial.

La longueur d'onde d'émission de 14,3 cm (dans l'air) correspond alors, pour le guide utilisé et avec le mode excité, à une longueur d'onde dans le guide de 26,2 cm. L'effet Cotton hertzien apparaît chaque fois que la distance de l'anneau à l'antenne augmente de $\lambda_g/2$.

Pour chacune de ces positions critiques, l'orientation de l'anneau influe sur la grandeur de l'effet qui disparaît complètement pour les quatre positions symétriques par rapport à l'antenne.

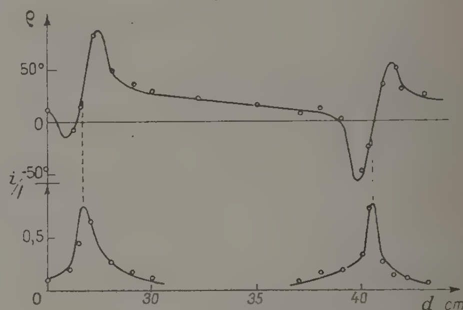


Fig. 3. $\lambda_g = 26{,}2$ cm.

Si, laissant l'anneau dans une position fixe, on fait varier la longueur d'onde, les courbes obtenues sont alors les courbes de dispersion habituelles pour ρ et τ. Il faut évidemment choisir une orientation favorable de l'anneau. L'effet Cotton hertzien apparaît lorsque la longueur d'onde dans le guide devient égale à un sous-multiple du double de la distance de l'anneau à l'antenne ($\lambda_g = 2\,d/\mathrm{k}$), comme d'ailleurs l'étude de l'influence de la position de l'anneau le laissait prévoir.

Mais il apparaît un deuxième effet d'origine différente qui semble lié à la longueur L de l'anneau.

Dans la figure 4, par exemple, l'anneau a une longueur de 14,1 cm et se trouve à 55 cm de l'antenne.

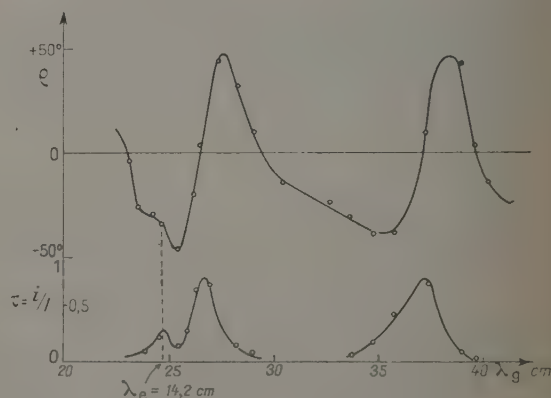


Fig. 4. $L = 14{,}1$ cm; $d = 55$ cm.

On observe les effets de « position » pour $\lambda_g = 27$ cm et $\lambda_g = 37$ cm alors que les sous-multiples de $2\,d$ seraient environ 36,5 et 27,5 cm. Quant à l'effet qui apparaît près de $\lambda_g = 25$ cm, c'est probablement un

effet de « longueur » puisque, pour cette fréquence d'émission, la longueur d'onde dans l'air vaut 14,2 cm, soit pratiquement la longueur de l'anneau.

Dans la figure 5, l'anneau a une longueur de 15,9 cm et se trouve à 56 cm de l'antenne. Les effets de position apparaissent pour $\lambda_g = 55,5$; 38,5 et 28 cm (alors que $2\,d/2 = 56$ cm, $2\,d/3 = 37,5$ cm, $2\,d/4 = 28$ cm), et l'effet de longueur de l'anneau correspond à $\lambda_e = 16$ cm.

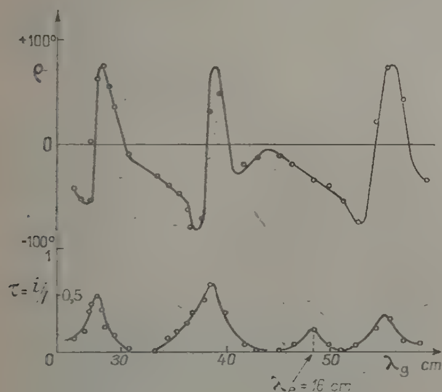


Fig. 5. $L = 15,9$ cm; $d = 56$ cm.

Ces différentes expériences précisent donc les facteurs qui régissent, pour notre modèle, l'effet Cotton hertzien. Elles montrent, en particulier, que le système dissymétrique (ou « actif ») étudié est ici l'ensemble antenne-anneau. D'autres expériences sont en cours pour étudier dans quelles conditions il peut s'agir d'un « couplage » entre l'antenne et le résonateur et pour préciser le rôle de ce couplage.

[1] Servant R. et Loudette P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 1593.
[2] Servant R. et Loudette P. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 79 S.
[3] Loudette P. — *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 61 S.
[4] Loudette P. — Société des Sciences Physiques et Naturelles de Bordeaux, séance du 10 février 1955.

(*) 4. — Réalisation d'un quart d'onde pour guide d'onde circulaire, dans la bande des 3 000 MHz;

par M. A. Charru.

Pour compléter le dispositif de mesures en guide d'onde circulaire déjà décrit [1], j'ai réalisé, au Laboratoire de M. Servant, un analyseur quart d'onde. Le quart d'onde est constitué par un élément de guide de section elliptique.

La théorie des guides d'ondes elliptiques [2] montre que, pour des dimensions convenables par rapport à la longueur d'onde, il peut exister en particulier deux modes H_{s1} et H_{c1} pour lesquels la configuration des champs est représentée par la figure 1. Suivant que l'excitation est établie parallèlement au petit ou au grand axe de la section, l'un ou l'autre de ces modes apparaît. A ces modes correspondent des vitesses de phase différentes. Si l'antenne est inclinée d'un angle quelconque par rapport aux axes de la section elliptique, le champ électrique $\overrightarrow{OP}$ de l'onde se scinde en deux composantes qui se propagent à des vitesses différentes; leur recombinaison donnera, dans le cas général, une vibration elliptique. Ainsi, un élément de guide elliptique peut être assimilé à une lame biréfringente. Si la différence de phase est $\pi/2$, on a un élément quart d'onde.

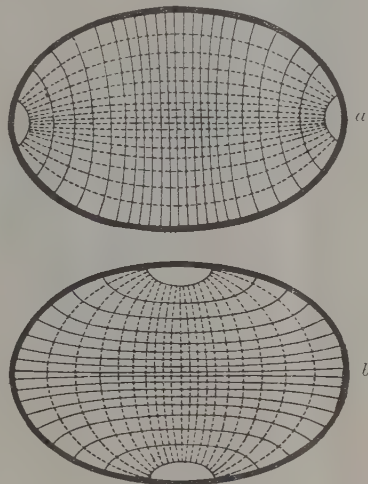


Fig. 1. — *a*. Mode H_{c1}; *b*. Mode H_{s1}.

Afin d'éviter les ondes stationnaires, on doit passer progressivement de la section circulaire à la section elliptique. On déforme donc un guide circulaire jusqu'à l'amener à la section elliptique convenable. Ce type de quart d'onde a été décrit par Southworth [3]. C'est un dispositif de ce genre que j'ai réalisé au laboratoire.

Caractéristiques du quart d'onde construit. — La partie déformée a une longueur totale de 27 cm. L'excentricité maximum est 0,60. Le guide ainsi constitué (*fig.* 2) peut tourner autour de son axe et les rotations sont repérées sur une graduation latérale (visible à gauche sur la photographie). On a vérifié que les axes constituent bien les lignes neutres et que le dichroïsme rectiligne est tout à fait inappréciable. Enfin une vibration rectiligne à 45° des lignes neutres donne une vibration circulaire (courant de réponse de la sonde tournante-analyseur constant quel que soit son azimut).

Mesures d'ellipticités au moyen du quart d'onde. — Afin d'expérimenter le quart d'onde, je me suis proposé de l'utiliser à la mesure de l'ellipticité créée par une section de tube cylindrique munie, dans un plan diamétral, de deux bandes métalliques et constituant, comme on sait [3], un élément biréfringent.

L'une des sections principales de cet élément est inclinée de l'angle θ par rapport à la vibration élec-

trique $\overrightarrow{OP}$ incidente. Dans ces conditions, l'élément biréfringent donne une ellipse dont le grand axe OX fait l'angle ρ avec $\overrightarrow{OP}$, et dont l'ellipticité est tg ψ (*fig.* 3). Ayant repéré, par une mesure préalable, avec une sonde tournante servant d'analyseur, les directions du grand axe OX et du petit axe OY

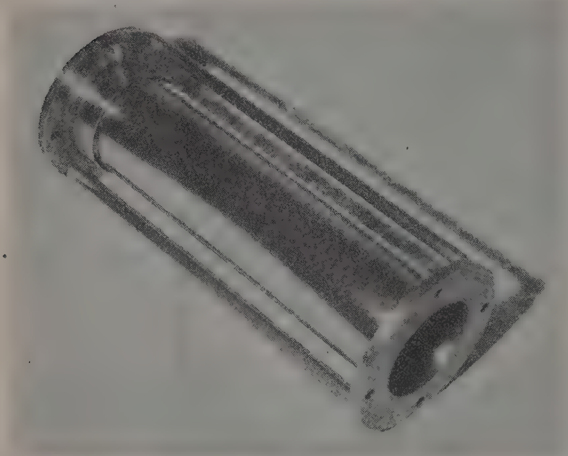


Fig. 2.

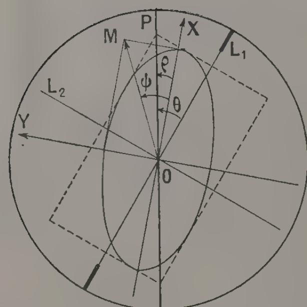


Fig. 3.

de cette ellipse (maximum et minimum du courant détecté), on place le quart d'onde en orientant ses lignes neutres suivant OX et OY. On obtient alors un rectiligne et, pour réaliser l'extinction avec la sonde, il faut tourner celle-ci d'un angle ψ par rapport à la direction OY du petit axe de l'ellipse. Or on sait que, si φ est le retard introduit par la lame biréfringente, on a

$$\sin 2\psi = \sin 2\theta \sin \varphi.$$

En particulier, pour $\theta = \pi/4$, on a $\varphi = 2\psi$.

Dans le cas expérimenté, on mesure $\varphi = 55^o$ pour $\lambda = 9{,}10$ cm.

Afin de multiplier les recoupements, j'ai étudié de façon générale la variation de ρ et de tg ψ en fonction de θ. La figure 4 donne les résultats expérimentaux obtenus.

Les résultats à prévoir d'après les formules classiques d'optique pour $\varphi = 55^o$ sont indiqués en pointillés. On voit que l'accord est très satisfaisant.

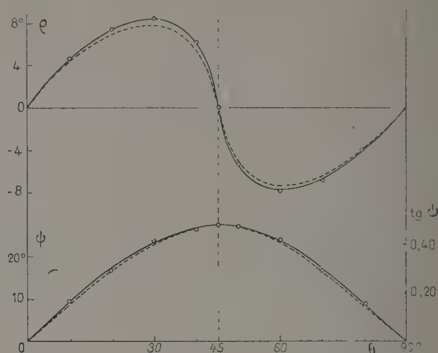


Fig. 4.

[1] Charru A. — *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 96 S.
[2] Chu L. J. — *J. Appl. Phys.*, 1938, **9**, 583.
[3] Southworth G. C. — Principles and application of waveguide transmission, New York, 1950, p. 327.

SECTION MÉDITERRANÉE
(*Marseille*).

SÉANCE DU 7 JANVIER 1955.

(Organisée en commun avec la Société chimique de France, Section de Marseille).

Les méthodes de la mécanique ondulatoire appliquées à la chimie ;

par M. Julg,
Professeur agrégé de Physique,
Ancien Élève de l'École Normale Supérieure.

1. Le problème; nécessité d'approximations.

2. Nature des approximations; les méthodes mathématiques.

3. Résultats de la théorie L.C.A.O. classique.

4. Les perfectionnements de la théorie classique.

L'application de la mécanique ondulatoire à l'étude de la structure moléculaire se heurte à des difficultés mathématiques quasi insurmontables à l'heure actuelle. Aussi diverses méthodes d'approximation ont été proposées : mésomérie, théorie L.C.A.O. et théorie de l'électron libre. Elles reposent toutes sur le postulat de l'hybridation, base de la stéréochimie. La théorie L.C.A.O. semble la plus maniable et la plus apte à rendre compte de la réalité. Divers

exemples le prouvent. Néanmoins des perfectionnements ont été introduits au prix de complications souvent fort laborieuses : méthode du champ nucléaire self-consistent.

SÉANCE DU 25 FÉVRIER 1955.

Récents progrès en optique et en microscopie;

par M. M. Françon,

Professeur à l'Institut d'Optique.

Le Conférencier fait un bref rappel de la méthode du contraste de phase en insistant sur les possibilités les moins connues de la méthode. Il signale les inconvénients de la lame de phase dans le cas des objets transparents à variation de phase lente. Le Conférencier a proposé [1] une méthode interférentielle par polarisation applicable en microscopie et en macroscopie. On fait interférer deux ondes légèrement décalées en choisissant un décalage de l'ordre de grandeur du pouvoir séparateur de l'œil, ce que les chercheurs précédents n'avaient pas fait.

Ceci a permis de réaliser différents appareils simples.

[1] Françon M. — *Rev. Opt.*, 1952, **31**, 65.

SÉANCE DU 19 MARS 1955.

(*) 1. — Sur un enregistreur à vitesse variable;

par M. G. Blet.

Sommaire. — L'utilisation d'un enregistreur à vitesse variable peut être fort utile pour étudier certains phénomènes à allure exponentielle. Nous exposons ci-après le principe d'un tel enregistreur et présentons un modèle de réalisation ainsi que des exemples de tracés obtenus.

I. Principe. — Dans un enregistreur on cherche à relier un phénomène variable au temps. L'intermédiaire entre ces deux grandeurs est la vitesse de déroulement du papier.

On peut essayer de réaliser un dispositif dans lequel la relation ne soit pas linéaire. Il est possible, pour atteindre ce but, d'utiliser un moteur électrique dont la vitesse soit reliée de façon biunivoque à la tension à ses bornes. En agissant sur la tension, on réglera ainsi la vitesse du moteur. Cette commande peut être séparée ou automatique.

Supposons, pour simplifier, que la vitesse du moteur soit proportionnelle à la tension à ses bornes. Le déplacement du papier est proportionnel à l'angle de rotation α du moteur.

Commande automatique. — Il est possible d'entraîner le potentiomètre par le moteur dérouleur lui-même avec une démultiplication convenable.

Nous allons voir que, dans ce cas, un potentiomètre linéaire conduira à une loi de déroulement exponentielle. Le schéma sera celui de la figure 1.

Supposons qu'à l'instant $t = 0$, l'angle α soit nul et soit V la tension totale appliquée au moteur.

A l'instant t, le moteur a tourné d'un angle α et le curseur du potentiomètre a tourné d'un angle $\beta = n\alpha$. Soit β_0 l'angle maximum de rotation du potentiomètre. Pour la rotation β, la tension disponible v aura pour valeur

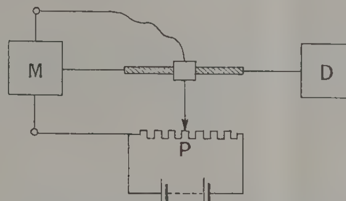


Fig. 1. — M, moteur; D, dérouleur; P, potentiomètre.

$$v = V\frac{\beta_0 - \beta}{\beta_0}.$$

La vitesse sera donc

$$\frac{d\alpha}{dt} = KV\frac{\beta_0 - \beta}{\beta_0} = KV - KV\frac{\beta}{\beta_0}$$

ou

$$\frac{d\alpha}{dt} = KV - \frac{KV}{\beta_0}n\alpha.$$

Cette fonction α de t peut se calculer en intégrant cette équation différentielle. Cette intégration est fort simple et donne

$$\alpha = \frac{\beta_0}{n}\left[1 - e^{-\frac{KVn}{\beta_0}t}\right],$$

expression qui exprime une décroissance exponentielle de α, donc du déroulement du papier.

L'intérêt de ce montage est de ne nécessiter qu'un seul moteur et un potentiomètre linéaire.

II. Étude d'un système. — Prenons comme dispositif d'essai le montage à commande automatique avec potentiomètre linéaire. La loi de rotation du moteur est donnée par

$$\alpha = \frac{\beta_0}{n}\left[1 - e^{-\frac{KVn}{\beta_0}t}\right];$$

n caractérise la démultiplication existant entre le moteur et le potentiomètre.

Prenons pour simplifier un potentiomètre rotatif et comptons les angles en tours, $\beta_0 = 1$.

La constante de temps du terme exponentiel est

$$\tau = \frac{\beta_0}{KVn} = \frac{1}{KVn}.$$

Pour un moteur donné, K est imposé : c'est le nombre de tours par seconde et par volt; mais on peut agir sur V, tension appliquée, et sur n, rapport de démultiplication.

En modifiant n, on peut régler la constante de temps (de façon discontinue, en général), alors qu'il est possible d'obtenir un réglage continu en modifiant V.

La vitesse de déroulement du papier est proportionnelle à

$$\frac{d\alpha}{dt} = KV\,e^{-\frac{KVn}{\beta_0}t}.$$

Au départ, la vitesse part de KV, pour tendre vers o au bout d'un temps infini.

Cependant la rotation du moteur est limitée, au bout d'un temps infini, à la valeur

$$\alpha_\infty = \frac{\beta_0}{n} = \frac{1}{n}.$$

Donc, en fait, si n est donné, on déroule une longueur constante de papier selon une loi exponentielle dont on peut faire varier la constante de temps à son gré en agissant sur V.

La longueur de papier déroulée ne dépend que du rapport de démultiplication. Mais, si le tambour d'entraînement du papier est solidaire de l'axe du potentiomètre, la longueur de papier déroulé sera invariable quel que soit n.

Remarques. — Cette étude théorique ne tient pas compte des frottements du moteur qui nécessitent un couple minimum pour assurer la rotation, donc une valeur minimum de V.

En pratique donc, le mouvement ne durera pas un temps infini, mais s'arrêtera lorsque la tension aux bornes sera devenue égale à v_0 que nous appellerons tension d'arrêt (parce que différente de la tension de démarrage).

L'existence de cette limite v_0 entraîne une limitation pour la vitesse de déroulement $d\alpha/dt$ qui ne peut plus tendre vers zéro, mais subit une discontinuité lorsque $V = v_0$,

$$\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)_0 = K v_0\,e^{-Kv_0 nt} = K\frac{v_0^2}{V}.$$

La vitesse initiale ayant pour valeur $d\alpha/dt = KV$, il en résulte que le rapport des vitesses extrêmes est égal à $(V/v_0)^2$.

Ces diverses considérations entraînent pour résultat pratique l'obligation de choisir V assez grand par rapport à v_0.

III. Réalisation pratique. — Nous avons utilisé pour cette réalisation un moteur Birotax (licence O.N.E.R.A.). Ce moteur continu, à aimant permanent, présente deux particularités intéressantes dans notre cas :

1° vitesse proportionnelle à la tension;

2° tension d'arrêt faible (0,4 V) (avec le potentiomètre monté).

Nous l'avons accouplé, avec deux réducteurs (n = 1/3 000 et n = 1/9) en série, à un potentiomètre bobiné Alter type RCV 100 de 200 Ω, dont nous avons modifié le palier et les butées d'axe pour réduire au minimum le couple de rotation. Dans ces conditions, le couple résistant appliqué à l'arbre moteur est très réduit et le moteur garde une vitesse proportionnelle à la tension à ses bornes.

L'ensemble moteur-potentiomètre est représenté par la photographie de la figure 2.

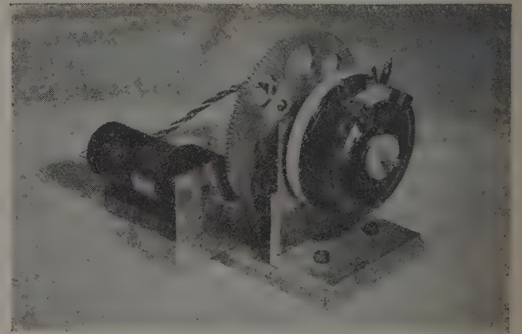


Fig. 2.

Afin de vérifier le fonctionnement de cet ensemble, nous avons enregistré, avec un enregistreur à vitesse constante, la variation avec le temps de la tension aux bornes du moteur, pour diverses tensions d'alimentation.

Les enregistrements correspondant à des tensions de 60, 30, 15, 6 et 4 V sont reproduits sur la figure 3.

Les constantes de temps mesurées sur les diverses courbes sont respectivement 7,5; 15; 30; 75 et 112 mn,

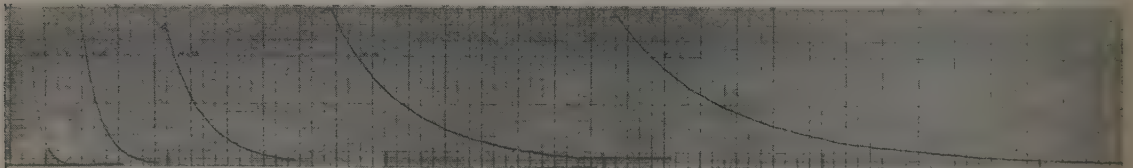


Fig. 3.

donc parfaitement inversement proportionnelles à la tension.

Ces valeurs sont également en accord avec la formule qui nous donne la constante de temps $\tau = 1/KVn$ avec, pour notre moteur, $K = 1$ et pour le réducteur total n = 1/27 000, soit τ (s) = 27 000/V ou τ (mn) = 450/V; pour V = 30 V, nous trouvons bien τ = 15 mn.

IV. Application pratique. — Il sera intéressant d'entraîner l'axe d'un appareil enregistreur par un tel dispositif toutes les fois que l'on aura à étudier un phénomène à variation irrégulière.

Par exemple, et ce sera le cas le plus courant, le phénomène à étudier est à allure exponentielle, c'est-à-dire à croissance (ou décroissance) rapide à son début, la position d'équilibre n'étant atteinte qu'au bout d'un temps fort long.

Dans ce cas, l'utilisation d'un enregistreur à vitesse constante ne permet pas d'étudier le phénomène en entier, sous peine de complications prohibitives. En effet, si l'on utilise une vitesse de déroulement rapide pour avoir les détails au début de la courbe, il faudra une longueur considérable de papier ou de film pour avoir la fin du phénomène. Inversement, si l'on veut se limiter à une longueur déroulée raisonnable, le début de l'enregistrement est trop resserré pour être utilisable.

Le dispositif étudié ici permet au contraire d'avoir un déroulement à vitesse variable et connue. Si le phénomène est une exponentielle pure, il suffira de donner au montage la même constante de temps pour que la courbe devienne une droite. Dans les autres cas, on aura une courbe complexe mais dont les variations rapides du début seront aussi détaillées que les variations lentes de la fin. En outre, il sera possible d'étaler à son gré le début ou la fin de la courbe, en agissant sur la constante de temps du dispositif. Dans tous les cas, la longueur déroulée sera constante, pouvant être choisie à son gré d'après le rapport de réduction existant entre l'axe du potentiomètre et l'axe moteur du dérouleur.

V. Conclusion. — Le montage simple proposé semble donner une solution originale et satisfaisante du problème de l'étude des phénomènes à allure pseudo-exponentielle.

(*) 2. — Sur quelques anomalies observées lors de la réflexion totale de la lumière sur une lame mince transparente;

par M. P. Bousquet,

Faculté des Sciences de Marseille.
Laboratoire de Physique Générale,

Nous avons, au cours de cette Communication, présenté quelques expériences que l'on peut réaliser à l'aide d'une lame mince diélectrique (fluorure de calcium) lorsqu'on l'étudie sous incidence oblique ou, plus précisément, en réflexion totale.

Considérons tout d'abord l'expérience schématisée par la figure 1 : la lame mince est déposée sur la face hypoténuse d'un prisme à réflexion totale; on l'éclaire par un faisceau lumineux convergent et l'on reçoit le faisceau réfléchi sur une lentille dans le plan focal de laquelle est placé l'écran d'observation.

Si l'on en croit la théorie classique, on ne doit rien observer d'intéressant; les calculs montrent en effet facilement que, lorsque l'angle d'incidence sur la lame croît, le premier angle limite que l'on rencontre correspond toujours à la réfraction limite à l'interface lame-air; la valeur correspondante de l'angle d'incidence dans le verre sur la lame est la même que celle de l'angle limite verre-air comme si la lame n'existait pas.

La seule séparatrice que l'on puisse observer sur l'écran correspond donc au même angle limite pour le prisme couvert d'une lame mince et pour le prisme nu. L'expérience décrite ici ne devrait donc, *a priori*, rien nous apprendre sur la lame mince.

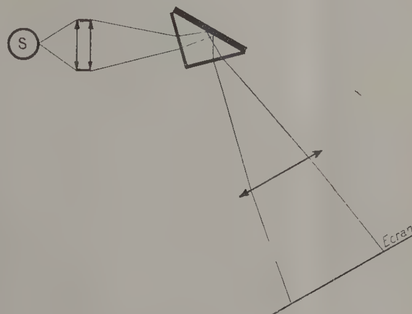


Fig. 1.

Pourtant, si l'on réalise cette expérience sur une lame de fluorure de calcium de quelques microns d'épaisseur (de 1 à 2λ jusqu'à 10λ environ d'épaisseur optique), les prévisions précédentes ne sont pas confirmées entièrement : on observe bien sur l'écran la séparatrice attendue correspondant exactement au même angle d'incidence que pour le prisme nu; mais, au delà de cette séparatrice, la réflexion n'est pas totale dans tout le champ, comme le voudrait la théorie classique. L'écran d'observation apparaît sillonné de quelques franges sombres assez fines et assez contrastées pour être facilement visibles.

Pour certaines incidences, la réflexion n'est donc pas totale, contrairement à ce qu'annoncent les calculs. C'est que la théorie, telle qu'on la fait généralement, ne tient pas compte du fait que la lame peut diffuser la lumière. Or, c'est ce qui se produit ici : la lumière qui ne se réfléchit pas, et qui correspond aux franges sombres, est en réalité diffusée par la lame.

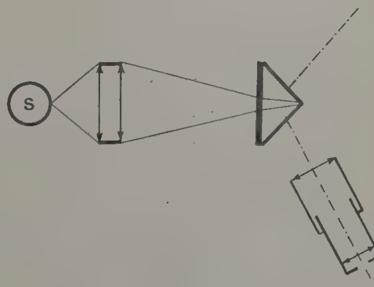


Fig. 2.

Le pouvoir diffusant de cette dernière peut être mis en évidence de façon très nette par une deuxième expérience, schématisée par la figure 2, qui est en somme l'expérience complémentaire de la précédente.

La lame est éclairée par un faisceau lumineux d'ouverture et d'incidence quelconques, la seule condition étant qu'il n'y ait pas de rayon qui puisse subir la réflexion totale sur la lame. On observe avec une lunette réglée pour l'infini dans des directions situées dans la zone de réflexion totale, directions dans lesquelles, précédemment, nous avons observé les franges sombres. En l'absence de lumière diffusée, le champ d'observation devrait être maintenant complètement obscur. Il n'en est rien : en réalité, le champ dans la lunette apparaît sillonné de franges brillantes très fines et contrastées; ces franges sont dues à la lumière diffusée par la lame; cette lumière diffusée existe donc en quantité notable; sa répartition sous forme de franges, par suite de réflexions multiples à l'intérieur de la lame, permet de l'observer de façon particulièrement brillante.

Dans un article précédent [1], nous terminions la description de ce système de franges en signalant que l'hypothèse des réflexions multiples de la lumière diffusée à l'intérieur de la lame ne permettait d'expliquer la position des franges qu'en première approximation et qu'au voisinage du deuxième angle limite (verre-lame), on observait toujours des irrégularités importantes.

Le phénomène est donc plus compliqué que ne le supposait la simple hypothèse précédente. Ceci est confirmé par une troisième expérience. Revenons au montage schématisé par la figure 1, mais plaçons maintenant deux polariseurs de part et d'autre du prisme (*fig.* 3), leur section principale étant à 45°

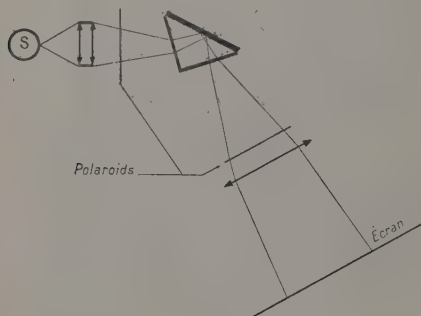


Fig. 3.

du plan d'incidence. Nous réalisons en somme une expérience d'interférences en lumière polarisée. Que devons-nous espérer voir sur l'écran ? Le calcul nous laisse prévoir un système régulier de franges d'interférences. L'expérience confirme l'existence de ce système de franges; ces franges sont très contrastées mais leur répartition sur l'écran confirme mal le calcul; l'interfrange n'a pas du tout la régularité attendue. On observe ici des anomalies du même ordre que dans la répartition des franges de diffusion au cours de l'expérience précédente; ces anomalies doivent correspondre à des variations anormales du chemin optique dans la lame quand l'angle d'incidence varie.

L'étude quantitative du phénomène qu'illustre cette expérience a été faite [2]. Les courbes obtenues confirment l'existence de variations brutales de la phase au voisinage de l'angle limite verre-lame.

Toutes ces anomalies pourront peut-être s'expliquer en tenant compte d'une hétérogénéité, certaine, ou d'une anisotropie, possible, de la lame. Mais il est d'ores et déjà certain que l'hypothèse adoptée généralement, qui considère les lames minces comme continues (donc non diffusantes), homogènes et isotropes, est absolument incapable d'expliquer aucune des trois expériences que nous venons de présenter.

[1] Bousquet P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **237**, 516.
[2] Bousquet P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 406.

3. — Effet de la résistance du circuit de grille sur le courant de plaque d'une triode;

par MM. C. Jausseran et R. Bedos.

On réalise la polarisation de la grille d'une triode, fonctionnant à potentiel de plaque et à chauffage constants, au moyen d'un générateur, de tension v réglable, relié d'une part directement à la cathode et de l'autre, par l'intermédiaire d'une grande résistance R à l'électrode de sortie de grille G (*fig.* 1).

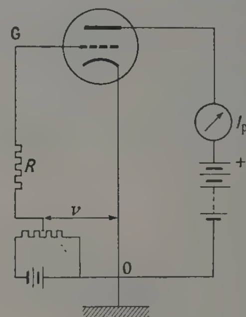


Fig. 1.

Lorsque cette résistance a une valeur suffisante, le courant de plaque I_p n'est plus défini par la seule valeur de v mais dépend du sens antérieur des variations de cette tension. En changeant le sens de ces variations on obtient, en effet, pour une même valeur de v et dans un certain domaine, deux valeurs de I_p reproductibles mais très inégales (*fig.* 2). L'amplitude de ce phénomène, qui est considérable, est fortement affectée par la modification des tensions de plaque et de chauffage.

L'état électrique de la lampe ne peut donc pas être considéré comme déterminé uniquement par les conditions extérieures imposées par les trois tensions appliquées respectivement à la plaque, à la grille et aux bornes du filament chauffant la cathode. Pour des valeurs identiques de ces grandeurs, plusieurs configurations de la charge d'espace sont possibles, la réalisation de l'une d'entre elles étant fonction des états antérieurs.

Il apparaît par suite nécessaire de préciser l'étude

du courant et du potentiel de grille, grandeurs dont on ne peut observer que certains effets extérieurs.

Un article détaillé sera publié ultérieurement.

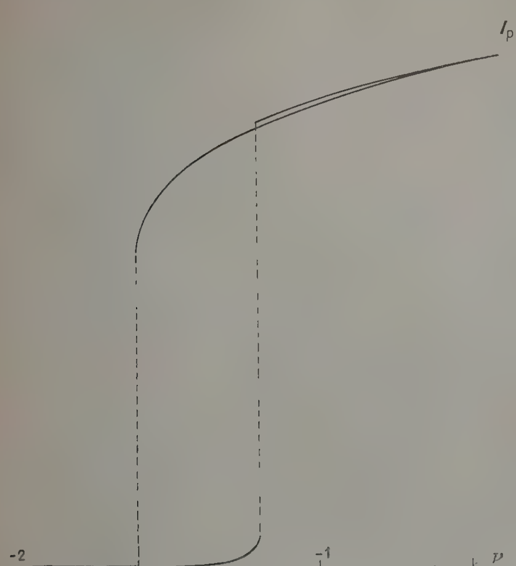


Fig. 2. — Lampe 6 F 5 : $V_p = 105$ V, $V_f = 4$ V, $R = 10^9\ \Omega$.

(*) 4. — Effet d'une charge concentrée sur les modes propres de vibration d'une poutre reposant sur une fondation élastique (1);

par M. Y. Jullien,
Ingénieur E. N. S. I. M.

En écrivant que l'action lagrangienne du système vibrant est stationnaire, on obtient l'équation générale des fonctions propres d'une poutre de masse variable $p(x)$ reposant sur une fondation élastique :

$$EIf^{\text{IV}}_{x^4} + [k - \omega^2 p(x)]f = 0, \qquad (1)$$

où $f(x)$ est l'amplitude, k le coefficient de réaction verticale du sol, E le module d'Young, I le moment d'inertie de la poutre et ω la pulsation. Si la poutre de longueur $2l = \pi$, de masse $m = 2\mu l$, posée sur appuis, porte une masse M concentrée au point d'abscisse $x = 0$ et qu'on la prolonge indéfiniment par des poutres-images fictives, on peut développer $p(x)$ et $f(x)$ en séries de Fourier

$$p(x) = \mu + \frac{M}{2\pi}\sum (1 + \cos r\pi)\, e^{irx}$$

(1) Travail exécuté au Centre de Recherches Scientifiques, Industrielles et Maritimes, 66, rue Saint-Sébastien, Marseille (6e).

et

$$f(x) = \sum_{-\infty}^{+\infty} a_s\, e^{isx},$$

a_s étant déterminé par identification dans (1). On obtient ainsi [1] a_s en fonction des constantes arbitraires

$$A = \sum_{-\infty}^{+\infty} a_s \qquad \text{et} \qquad B = \sum_{-\infty}^{+\infty} a_s \cos \pi s,$$

d'où deux conditions en A, B, σ, α,

$$\sigma = -\frac{\omega^2 M}{2\pi EI}, \qquad \alpha^2 = \frac{\mu\omega^2}{2\pi EI} - \frac{k}{EI},$$

qui doivent être satisfaites identiquement et, par suite, une équation déterminante en σ et α (équation aux valeurs propres). Les conditions aux limites $[f(\pi/2) = f''(\pi/2) = 0]$ donnent $A = -B$, ce qui est compatible avec les conditions d'identité. Ce résultat est conforme à ceux obtenus par la méthode classique de la résistance des matériaux [2].

Nous avons appliqué la même méthode au cas de la poutre posée librement $[f''(\pi/2) = f'''(\pi/2) = 0]$. Le prolongement de la poutre réelle par des images fictives congruentes introduit ici des contraintes qu'il faut annuler au moyen d'une répartition de charge fictive aux extrémités de la poutre. La même méthode que précédemment nous conduit alors à l'équation aux valeurs propres q et à la déformée représentées sur les figures 1 et 2. Les fréquences propres sont données en fonction des valeurs propres par la formule

$$N = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{\mu} + \frac{EI}{\mu l^4}q^4}.$$

1° Les valeurs propres sont les abscisses des asymptotes $(4n + 3)\pi/4$ pour une charge nulle (ce qui correspond bien au résultat connu $\text{tg}q + \text{th}q = 0$ [3]) et celles des zéros, $(2n + 1)\pi/2$, pour une charge infinie. Le passage de la première suite à la seconde est très brusque : il suffit que la masse additionnelle M soit égale à six fois la masse totale de la poutre ($M = 6m$) pour atteindre pratiquement l'état de charge infinie.

2° De même, les nœuds (*fig.* 2) se déplacent lorsque la charge croît; ce déplacement est considérable dans le premier mode (1/4 de la longueur de la poutre lorsque l'on passe de $M = 0$ à $M = 6m$), moins marqué pour les modes supérieurs : 1/6 et 1/10 pour le deuxième mode, 1/10, 1/100 et 0 pour le troisième mode.

Tous ces résultats ont été confirmés par l'expérience sur une poutre de duralumin ($E = 8\,750$ kg/mm²) parallélépipédique (20 × 1 × 0,5 cm³) reposant sur une plaque de caoutchouc ($k = 3{,}5.10^5$ dynes/cm³) pour $2m/M = 0{,}38$ et $2m/M = 6$. L'écart entre les prévisions et les valeurs observées a été de 5, 5, 10, 10 Hz sur 570, 428, 2 900, 2 610 Hz quant aux fréquences des deux premiers modes, et de 0, 1, 2 mm sur 53, 20, 84 mm quant à l'abscisse des nœuds.

Les caractéristiques de la poutre et du caoutchouc ont été choisies de manière à avoir des modes bien

séparés, $EI/\mu l^4 = 54.10^5$ CGS, l étant la demi-longueur de la poutre.

On traiterait par la même méthode la poutre encastrée à ses extrémités, ou encastrée et guidée.

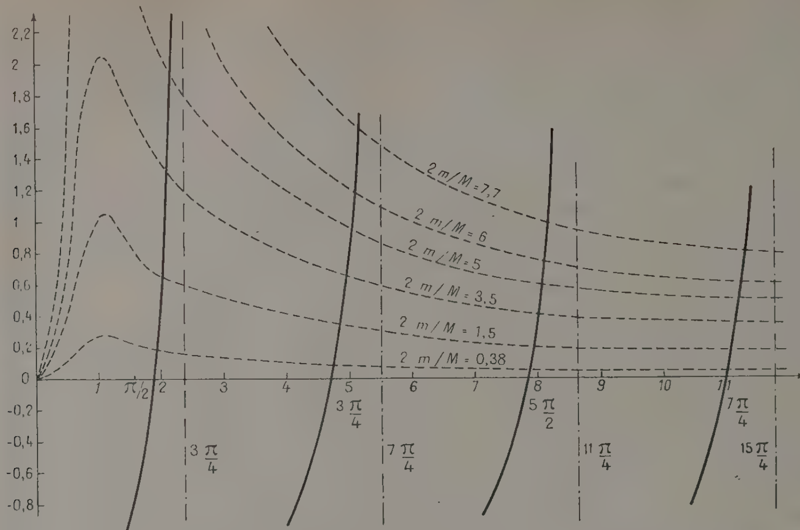


Fig. 1. — Résolution graphique de l'équation aux valeurs propres

$$-2\,\frac{\operatorname{ch} q \cos q + 1}{\operatorname{ch} q \sin q + \operatorname{sh} q \cos q} = \frac{2m}{M}\,\frac{q^3}{q^4 + \dfrac{kl^4}{EI}}$$

pour $EI/kl^4 = 2{,}5$.

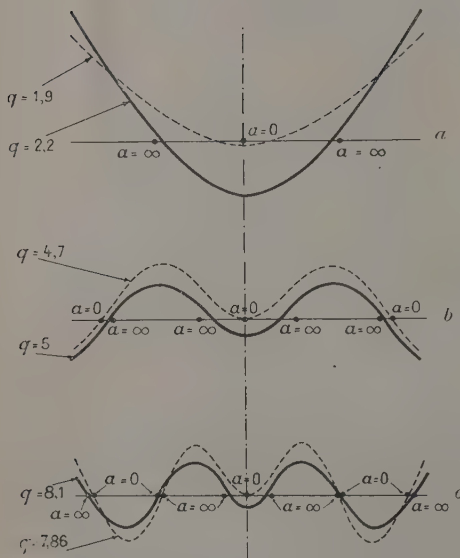


Fig. 2. — Déformées de la poutre pour les modes symétriques

$$y = A\left[\frac{\operatorname{ch} q \cos q - \operatorname{sh} q \sin q + 1}{\operatorname{ch} q \sin q + \operatorname{sh} q \cos q}\cos\frac{qx}{l} + \frac{\operatorname{ch} q \cos q + \operatorname{sh} q \sin q + 1}{\operatorname{ch} q \sin q + \operatorname{sh} q \cos q}\operatorname{ch}\frac{qx}{l} + \sin\frac{qx}{l} - \operatorname{sh}\frac{qx}{l}\right].$$

$a = 2m/M = 0{,}38$; ———— $a = 2m/M = 6$

a. Mode 1; *b*. Mode 3; *c*. Mode 5.

[1] Vogel T. — Sur l'application de la théorie des équations différentielles linéaires à coefficients périodiques. *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 162.

[2] Von Karman T. et Biot M. A. — Mathematical methods in engineering, MacGraw-Hill Book Co, NewYork, 1940, 290-295.

[3] Timoshenko S. — Théorie des vibrations (trad. française), Librairie Polytechnique Ch. Béranger, Paris, 1939, p. 351.

SÉANCE DU 22 AVRIL 1955.

(*) 1. — Nouvelles recherches concernant la vibration de cordes de violoncelle (1);

par M. B. Bladier.

On a étudié l'influence de la pression et de la vitesse de l'archet sur la vitesse de vibration [1] de cordes filées sur boyau (ut_1 cello accordée sur 66 Hz et montée sur des chevalets en plomb).

Le spectre du phénomène, obtenu pour un point pris au milieu de la partie vibrante de la corde, présente un maximum ou pointe qui correspond aux dentelures observées [2]; suivant les cordes, cette pointe est plus ou moins marquée et se produit pour un rang d'harmonique un peu différent.

(1) Travail fait au Centre de Recherches S. I. M., 66, rue Saint-Sébastien, Marseille (6e).

Nous avons utilisé une longueur de corde $l = 706$ mm. L'attaque de la corde, par l'archet circulaire en ébonite qui a 10 mm de largeur, s'effectue sur une partie non aliquote de l, entre 25 et 35 mm du chevalet, et le dérivateur est situé sous l'emplacement du point nodal $l/2$, de manière à obtenir seulement les partiels harmoniques de rang impair.

On s'assure de la reproductibilité des phénomènes à quelques jours d'intervalle, après avoir démonté puis remonté la corde. Les fluctuations maxima observées (affectant l'amplitude des partiels et non leur rang) sont notables, $\pm$ 14 pour 100 sur quelques partiels, mais insuffisantes pour jeter un doute sur l'existence de la pointe signalée. Ensuite nous avons fait varier d'autres paramètres [3] de façon à connaître si de petites erreurs commises dans les expériences ont une importance sur les résultats de l'analyse de la vitesse de vibration de la corde.

Ces observations sont, en première approximation, résumées ci-après :

Paramètres.	Influence sur l'amplitude A des partiels et sur leur rang R.
Sens de l'archet (tiré ou poussé)...............	Négligeable
Colophanage de l'archet.	Le manque et l'excès troublent la vibration (A)
Dessiccation de l'âme en boyau................	Rend la corde défectueuse
Humidité relative.......	$H_u = 65 \pm 5$ pour cent néglig.
	$H_u = 66 \pm 11$ » faible
Accord de la corde......	$A_c = 66 \pm 1$ Hz néglig.
	$A_c = 66 \pm 3$ » faible
Longueur de la corde....	$l = 706 \pm 2$ mm néglig.
	$l = 706 \pm 28$ » marquée (A et R)
Emplacement du dérivateur..................	$l/2 = 353 \pm 2$ mm néglig.
	$l/2 = 353 \pm 6$ » marq. (A et R)
Distance chevalet-archet.	CA $= 25 \pm 1$ mm néglig.
	CA $= 25 \pm 3$ » marq. (A et R)

Des mesures sur la « raideur » des cordes accordées ont été faites; la question reste posée de savoir quelle est l'influence et l'importance de ce paramètre sur les résultats de l'analyse.

Nous avons donc effectué les expériences en nous attachant à ne pas dépasser les bornes au delà desquelles les influences des erreurs sont marquées. Le sens de l'archet utilisé a toujours été « tiré » avec colophanage permanent à pression sensiblement constante.

Les résultats de l'analyse montrent bien la forte atténuation des partiels pairs; toutefois il peut en subsister, d'amplitude non négligeable, au voisinage de la pointe. Le milieu de la corde n'est donc pas exactement un point nodal pour les partiels harmoniques pairs correspondant au nombre de dentelures; par suite, il ne doit pas se produire d'ondes stationnaires pour ceux-ci.

A vitesse d'archet constante, l'augmentation de la pression (²) fait apparaître les dentelures, leur amplitude croît, leur forme se modifie légèrement, mais leur nombre semble rester constant (³). L'amplitude moyenne du phénomène global varie peu; cependant, la descente et la montée du diagramme (accrochage et décrochage de la corde par l'archet) deviennent légèrement plus abruptes. L'augmentation de la pression de l'archet agit d'une manière générale dans le sens de l'enrichissement du timbre (*fig.* 1). Elle augmente principalement l'amplitude des partiels mis en évidence par les dentelures, cette accentuation étant d'ailleurs d'autant plus marquée, en valeurs relatives, que la vitesse de l'archet est plus faible.

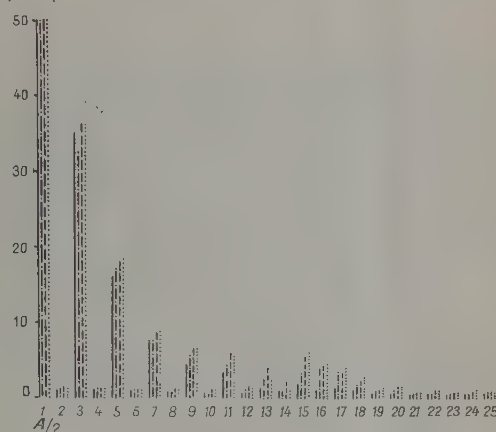


Fig. 1. — Enrichissement du timbre provoqué par l'augmentation de la pression de l'archet. Vitesse de l'archet : 120 mm/s (corde B_3). En abscisse, rang harmonique; en ordonnée, amplitude relative.

La présence des partiels 14ᵉ, 16ᵉ et 18ᵉ, d'amplitude non négligeable, démontre que le milieu de la corde n'est pas exactement un point nodal pour tous les partiels pairs. *Sur ces spectres on a réduit de moitié les amplitudes A des partiels de rang 1.*

	Pression de l'archet (g).	Humidité relative (pour cent).
————	200	59,5
·—·—·—	600	63,5
— — — —	1 000	58,5
....	1 400	58

L'accroissement de la vitesse de l'archet (entre 60 et 150 mm/s) à pression constante rend plus abruptes la montée et la descente du diagramme et augmente l'amplitude moyenne du phénomène global, sans modifier sensiblement le nombre, la forme et l'amplitude des dentelures. Pour la corde étudiée dans les conditions d'expérience citées, l'amplitude globale est sensiblement une fonction linéaire de la vitesse;

(²) Suivant l'usage, nous appelons pression ce qui est en réalité la force exercée par l'archet sur la corde.

(³) Quelques cordes ont présenté avec 1800 g de pression une dentelure de moins qu'avec des pressions plus faibles, par suite l'analyse montre un glissement de la pointe vers le partiel voisin de rang inférieur.

il en est de même de l'amplitude des partiels (*fig.* 2). L'influence de la vitesse est d'ailleurs d'autant plus faible que le rang du partiel est plus élevé et elle s'annule pour ceux de la pointe.

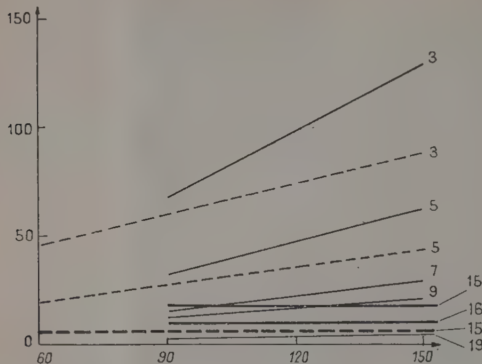


Fig. 2. — Influence de l'accroissement de la vitesse de l'archet sur l'amplitude des partiels (pour des pressions P de 1600 et 200 g). Cette influence est d'autant plus faible que le rang du partiel est plus élevé et elle s'annule pour ceux de la pointe. C'est le fondamental n = 1, non figuré ici, qui possède la plus grande pente.

——— pression $P = 1600$ g; — — — pression $P = 200$ g; n, rang du partiel. Les courbes n = 15 et n = 16 (partiel de la pointe) sont en traits gras. En abscisse, vitesse de l'archet en mm/s; en ordonnée, amplitude.

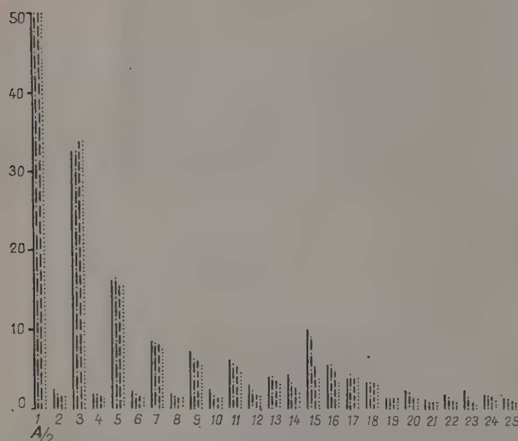


Fig. 3. — Appauvrissement particulier du timbre provoqué par l'accroissement de la vitesse de l'archet. Cette influence est surtout importante sur l'amplitude relative des partiels mis en évidence par les dentelures, les 14e, 15e et 16e.

Corde P_2. Accord, 66 Hz. Humidité relative, 58 pour 100. Pression de l'archet, 1600 g. En abscisse, rang harmonique; en ordonnée, amplitude relative A.

	Vitesse de l'archet (mm/s).
———————	75
·—·—·—	90
— — — —	120
....	150

L'accroissement de la vitesse se traduit surtout par une diminution de l'amplitude relative des partiels de la pointe (les 14e, 15e et 16e pour la corde étudiée, *fig.* 3) donc appauvrit le timbre d'une façon particulière.

[1] Bladier B. — Sur la vitesse de vibration de cordes filées sur boyau. *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 570.

[2] Bladier B. — De l'influence de la vitesse et de la pression de l'archet sur la vitesse de vibration des cordes filées sur boyau. *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 1868.

[3] Bladier B. — Nouvelle étude sur la vibration des cordes dans les instruments de musique. *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 65 S.

2. — Application de l'étalon de Perot-Fabry à l'étude de l'hydrogène interstellaire ;

par M. G. Courtès,

Observatoire de Marseille.

L'hydrogène interstellaire est réparti le long des bras spiraux d'un grand nombre de nébuleuses extragalactiques. L'étude spectrographique des raies d'émission (Hα, Hβ, ... et 3 727 [O II]) a permis à N. U. Mayall de mettre en évidence la vitesse de rotation de ces galaxies par la mesure de l'effet Doppler-Fizeau. Mayall a observé des vitesses extrêmes de l'ordre de + 300 à — 300 km/s, vitesses conformes aux résultats déjà obtenus par des méthodes tout à fait différentes et correspondant à des périodes de rotation de l'ordre de 200 millions d'années. Bien que ces raies d'émission puissent être mesurées avec une précision supérieure à celle que l'on obtient par la mesure des raies d'absorption des nuages d'étoiles, on estime que la vitesse radiale de chaque point n'est connue qu'à ± 50 km/s. On ne sait alors pas si l'on doit attribuer la dispersion des points à l'insuffisance de la précision ou à une certaine hétérogénéité du mouvement de rotation de la nébuleuse.

Dans la Voie Lactée, on constate une répartition analogue des régions d'hydrogène en émission (régions HII de Strœmgren), répartition « en chapelet » le long de l'équateur galactique. Ces régions appartiennent en fait, selon les mesures de Morgan et de ses collaborateurs, à deux bras spiraux parallèles; le plus proche se trouverait entre 500 et 1000 parsecs, le plus lointain entre 2 000 et 2 500 parsecs.

La recherche des régions HII se fait très commodément en photographiant le ciel avec deux objectifs à haute luminosité identiques munis, l'un d'un filtre interférentiel centré sur Hα, l'autre d'un filtre interférentiel centré sur 6150 Å. A l'Observatoire de Haute-Provence, B. Strœmgren, C. Fehrenbach et G. Courtès ont ainsi découvert plus de 100 régions HII nouvelles. L'ampleur du phénomène est considérable et couvre parfois plusieurs dizaines de degrés carrés comme dans les régions du Cygne et d'Orion.

Cependant, en raison de sa faible intensité (1000 à 20 000 fois plus faible que la nébuleuse d'Orion, la seule étudiée en détail), ce matériau si généreusement distribué n'était pas susceptible d'une étude spectrographique à haute dispersion, qui seule

aurait pu répondre à plusieurs questions dont je ne retiendrai que les plus importantes :

1° Dans quelle mesure l'hydrogène interstellaire suit-il la rotation galactique ? (remarque faite plus haut pour les nébuleuses extragalactiques).

2° L'hydrogène qui est excité par le rayonnement des étoiles chaudes O et B est-il lié à ces étoiles ou bien la rencontre de l'étoile et du nuage d'hydrogène est-elle fortuite ?

3° Est-il possible d'expliquer les formes étranges et variées des nébuleuses, et les nébuleuses obscures jouent-elles un rôle dans la déformation de ces immenses masses gazeuses ? Peut-on dégager une éventuelle loi de dissociation ?

4° Peut-on avoir une mesure directe de la température électronique de l'hydrogène interstellaire ?

L'étude des vitesses radiales point par point, pouvait permettre d'aborder ces questions. L'expérience des photographies prises avec filtres interférentiels dans la radiation Hα, montrait que l'intensité était suffisante et le caractère monochromatique de l'émission suggérait l'utilisation de l'étalon de Perot-Fabry comme l'avaient utilisé Fabry, Buisson et Bourget sur la nébuleuse d'Orion en 1911-1914. Sous sa forme moderne, couches multiples sulfure de zinc-cryolithe, l'étalon donne une haute transmission au sommet photométrique de l'anneau ($\mathcal{T} > 0,70$ avec cinq couches). L'étalon (60 mm de diamètre) est monté dans un système à haute luminosité ($F/1,5$) fixé en arrière du plan focal du télescope (principalement celui de 120 cm de l'Observatoire de Haute-Provence). Un tube à hydrogène donne les anneaux d'étalonnage en début et en fin de pose. Le plus grand soin est apporté dans le réglage des pupilles et des diaphragmes pour que l'identité des conditions physiques soit aussi parfaite que possible entre le cliché d'étalonnage et le cliché nébulaire (*fig.* 1).

Les cales de l'étalon sont des galettes d'invar de grand rayon de courbure à faible latitude de réglage pour conserver la stabilité pendant les changements de position du télescope. Ces cales doivent être, par suite, réalisées à une fraction de frange près.



Fig. 1. — Nébuleuse d'Orion. Télescope de 120 cm de l'Observatoire de Haute-Provence. Pose 5 mn. Plaque 103 aE Kodak.
Un interfrange correspond à 150 km/s. Les anneaux de l'étalonnage et ceux de la nébuleuse sont dus à la raie Hα. Le système d'anneaux faibles est dû aux systèmes superposés du doublet de [NII] 6 548-6 584 Å.

Moyennant ces précautions, on peut compter, quand les conditions d'observation sont bonnes, sur une précision de l'ordre de 1 km/s. La stabilité de l'étalon se conserve convenablement pendant des poses de 3 h, nécessaires pour les régions les plus faibles.

Les résultats des premières mesures, montrent que

1° L'effet de vitesse radiale dû à la rotation galactique (rotation différentielle de la Galaxie de Oort) est très net, particulièrement sur les régions HII appartenant au bras lointain dont j'ai parlé plus haut (*fig.* 2).

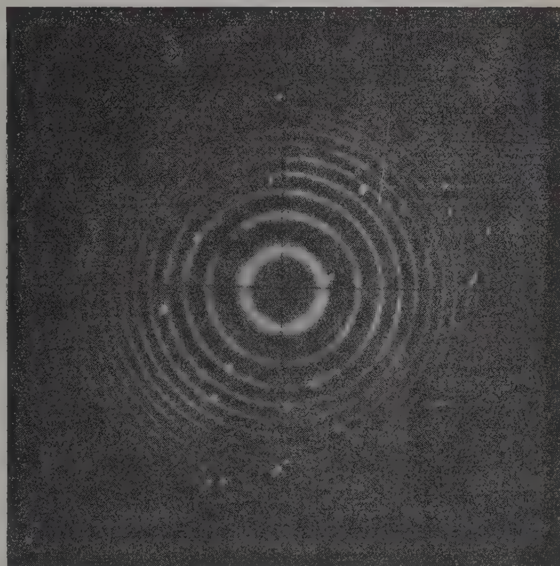


Fig. 2. — Région HII classique (N. G. C. 1499). Télescope de 120 cm de l'Observatoire de Haute-Provence. Pose 2 h. Plaque 103 aE Kodak.

Cet effet est périodique en fonction de la longitude galactique, son expression donnée par Ort en 1927 est en première approximation :

$$v_r = A\, r \sin 2(l - l_0),$$

où v_r est la vitesse radiale observée, corrigée du mouvement du soleil; r est la distance de la région HII, A est une constante égale environ à 16 km/s, l la longitude galactique de la région HII considérée et l_0 la longitude galactique du centre de la Galaxie.

Si l'on construit le graphique des v_r obtenues en fonction de l, on trouve bien la périodicité annoncée.

2° Les vitesses radiales de l'hydrogène interstellaire et de l'étoile excitatrice sont généralement très différentes.

3° La sensibilité de la méthode interférentielle permet de constater des déformations ayant un

caractère systématique dans le voisinage des nébuleuses obscures.

Contrairement à ce que l'on pensait, il existe des plages relativement étendues (3 à 4′) où la vitesse radiale est pratiquement constante. Mais le cas général est représenté par des mouvements internes de 5 à 10 km/s pouvant, dans certains cas, atteindre 20 ou 30 km/s dans les nébuleuses en filaments. Il y a brouillage des anneaux pour quelques nébuleuses dont la température électronique et les mouvements internes sont vraisemblablement très élevés.

Il semble aussi qu'il y ait une relation entre les différences de vitesses $v_1 - v_2$ et les différences de distances $l_1 - l_2$ dans la nébuleuse. La statistique du grand nombre de points que peut donner sur un même cliché la méthode des anneaux d'interférences semble obéir assez bien à la loi

$$v_1 - v_2 = k(l_1 - l_2)^{\frac{1}{3}}$$

annoncée par Kolmogoroff et von Weiszäcker, mais l'état de cette question tant au point de vue expérimental qu'au point de vue théorique n'est pas encore suffisamment bien défini.

4° Les mouvements internes de l'hydrogène interstellaire entraînent un élargissement très varié de la raie Hα où il est difficile de déceler la part que l'on doit attribuer à la largeur physique de la raie d'émission. Cependant même dans ce cas la mesure de la finesse de la raie Hα permet d'avoir au moins la valeur maximum de la température électronique. Pour les régions HII, cette température se situe entre 5 000 et 10 000° K conformément aux prévisions théoriques de Spitzer.

C'est à l'amélioration des méthodes d'observation et de mesure que les futures recherches de la technique interférentielle seront consacrées, pour répondre d'une façon plus complète à quelques-unes de ces questions dont l'intérêt cosmogonique a été mis en évidence par les travaux récents sur l'espace interstellaire et sur la dynamique des étoiles chaudes.

3. — Pression de radiation sonore d'après la théorie cinétique des gaz;

par M. V. Gavreau.

Dans une onde sonore, la pression varie périodiquement autour d'une valeur moyenne et cette dernière est nécessairement égale à la pression atmosphérique. Il semble donc qu'une onde sinusoïdale devrait exercer sur un obstacle une pression variant sinusoïdalement dont la résultante est nulle : la pression de radiation sonore ne devrait pas exister.

Comme l'avait déjà fait observer Lord Rayleigh, la nature des ondes sonores diffère complètement de celle des ondes électromagnétiques : on n'a pas le droit d'employer en acoustique le même raisonnement qu'en optique et, encore moins, de croire que la vague analogie entre les ondes lumineuses et les ondes sonores suffit pour pouvoir utiliser les mêmes formules dans les deux cas. Lord Rayleigh a calculé [1], à partir de l'équation générale de l'hydrodynamique, 1° la valeur qu'aurait la pression de radiation sonore dans un *gaz hypothétique obéissant à la loi de Boyle-Mariotte* pour la propagation des ondes sonores; 2° la valeur que devrait avoir cette pression de radiation *dans les gaz réels* (*obéissant à la loi adiabatique*); 3° l'expression théorique de la pression de radiation sur les murs d'une salle dans laquelle la diffusion du son est parfaite. Il a trouvé

— dans le cas de la loi de Boyle-Mariotte,

$$p_r = \delta; \qquad (1)$$

— dans le cas de la loi *adiabatique*,

$$p_r = \frac{1}{2}(\gamma + 1)\delta; \qquad (2)$$

— dans le cas théorique d'une diffusion parfaite du son dans une salle (cas qui ne se présente jamais lors des mesures expérimentales),

$$p'_r = \left(\frac{1}{3} + \frac{\gamma - 1}{2}\right)\delta; \qquad (3)$$

où δ est la densité de l'énergie acoustique, donc $\delta = I/c$ dans le cas d'un obstacle parfaitement absorbant et $\delta = 2\,I/c$ dans le cas d'un obstacle parfaitement réfléchissant, I étant l'intensité en erg/(s.cm²) et c la vitesse de propagation en cm/s (la pression de radiation est alors exprimée en dyne/cm²),

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{\text{Chaleur spécifique à pression constante}}{\text{Chaleur spécifique à volume constant}}.$$

Mais les résultats trouvés par Lord Rayleigh sont sujets à caution, car *il n'est pas du tout certain que les lois de l'hydrodynamique*, même corrigées pour tenir compte de la compressibilité, *s'appliquent aux gaz qui ne sont pas des fluides continus.*

Or, il suffit d'appliquer directement la théorie cinétique des gaz pour trouver l'explication de tous les phénomènes observés et obtenir immédiatement la valeur de la pression de radiation sonore.

D'après la théorie cinétique des gaz, la pression est le résultat des chocs des molécules du gaz sur l'obstacle. Elle est d'autant plus grande que le nombre de chocs est plus grand (densité du gaz plus grande résultant d'une pression plus élevée) et que ces chocs sont plus violents (vitesse des molécules plus grande résultant d'une température plus élevée). Dans une onde sonore, la pression alternative est essentiellement due à la variation de la densité du gaz, donc à la variation du nombre de chocs [1]. Mais un autre phénomène vient se superposer à cette variation de la pression : les vitesses de translation (« vitesses des particules dans l'onde sonore ») s'ajoutent aux vitesses d'agitation thermique et il en résulte un accroissement de la violence des chocs. Ce phénomène est un peu analogue à celui que produirait une élévation de la température (et l'on constate, tout comme dans le cas d'une élévation de la température, un accroissement de la vitesse de propagation dans le cas de sons très intenses), mais il en diffère du fait que, contrairement à l'agitation thermique, « l'agitation

(1) En fait, la température intervient aussi dans une certaine mesure, car le gaz obéit à la loi adiabatique.

acoustique » des molécules est essentiellement *ordonnée*: toutes les vitesses sont parallèles à la direction de propagation; les composantes de vitesse perpendiculaires à la direction de propagation sont nulles et pour cette raison, contrairement à ce qui se passerait lors d'une véritable élévation de température, le gaz ne se dilate pas latéralement et la densité moyenne ne varie pas (²). Ainsi le même nombre de molécules, frappant avec une violence accrue, produit *un accroissement de la pression moyenne sur l'obstacle* : c'est la pression de radiation sonore. Elle est directive, car toutes les « vitesses de particules » dans l'onde sonore sont parallèles à la direction de propagation.

L'expérience montre que, dans le cas d'ondes stationnaires, c'est bien aux ventres des vitesses (nœuds de pression) qu'on trouve les maxima de la pression de radiation : cette pression est donc bien due aux vitesses.

Dans ces conditions, il suffit d'appliquer la formule classique de la pression d'après la théorie cinétique des gaz pour obtenir la valeur de la pression de radiation [2]

$$p = \mathrm{n}\, m v_x^2 = \rho v_x^2 = \frac{1}{3} \rho v^2, \qquad (4)$$

qui devient

$$p'_{\mathrm{r}} = \rho u_x^2 = \rho u^2$$

car, toutes les vitesses étant parallèles à Ox, on a dans ce cas $u_x = u$. Mais, comme cet accroissement de la pression se manifeste seulement pendant la demi-période pendant laquelle les « vitesses des particules » dans l'onde sonore sont dirigées vers l'obstacle, il faut prendre la moitié seulement de cette valeur

$$p_{\mathrm{r}} = \frac{1}{2} \rho u^2$$

qui est la densité de l'énergie acoustique, donc $p_{\mathrm{r}} = \delta$ *dans le cas d'un gaz monoatomique.*

Deux hypothèses sont alors possibles :

A. *Si l'équipartition de l'énergie n'intervient pas*

$$p_{\mathrm{r}} = \delta \quad \text{dans tous les gaz.} \qquad (5)$$

B. Si les chocs entre les molécules se dirigeant vers l'obstacle et celles qui en reviennent provoquent le phénomène de *l'équipartition*,

$$p_{\mathrm{r}} = \frac{2,98}{MC_v} \delta \qquad (6)$$

et, par exemple dans un gaz diatomique tel que l'air,

$$p_{\mathrm{r}} = \frac{3}{5} \delta = 0,6\, \delta. \qquad (7)$$

Les essais faits jusqu'à présent paraissent confirmer l'hypothèse A, c'est-à-dire la formule (5) généralement admise.

Avant d'indiquer les résultats expérimentaux, voici encore une formule déduite de la théorie cinétique des gaz [3] que nous utilisons pour le calcul de l'intensité du son émis par un cylindre vibrant

$$I = \frac{2}{22\,400} \frac{2,98}{MC_v} \sqrt{MT}\, V^2 = \frac{0,974}{C_v} \sqrt{\frac{T}{M}}\, V^2, \qquad (8)$$

où C_v est la chaleur spécifique à volume constant, M la masse moléculaire et T la température absolue, tandis que V est l'amplitude de la vitesse.

L'ancienne formule, utilisée jusqu'à présent, était

$$I = \frac{1}{2} \rho c V^2 \qquad (8\,a)$$

où ρ est la masse spécifique et c la vitesse de propagation.

Étude expérimentale. — Toute l'installation expérimentale a été réalisée par M. M. Miane et toutes les mesures ont été faites par lui. Comme émetteur nous avons utilisé un cylindre vibrant du type Hillary Saint-Clair perfectionné, émettant un ultrason de 77 kHz avec une intensité de 145 db environ. Pour la mesure de la pression de radiation, on employait une balance (trébuchet) sensible à 0,25 mg. Trois séries d'essais ont été effectués : 1° vérification de la directivité; 2° mesure directe du coefficient de proportionnalité entre la pression de radiation et la densité de l'énergie acoustique; 3° étude actuellement en cours de la pression de radiation dans différents gaz.

1. *Directivité.* — On démontre facilement que, si la pression de radiation est directive, la force de pression s'exerçant sur un obstacle conique doit être proportionnelle à $\cos^2 \theta$, θ étant l'angle que font les génératrices du cône avec sa base. Nous avons vérifié que tel était bien le cas en utilisant comme obstacles des cônes en duralumin, à surface lisse, pour lesquels θ valait 30, 45 ou 60°.

Si la pression de radiation est due au bombardement moléculaire, la nature de la surface de l'obstacle doit jouer un rôle important et même de très petites facettes perpendiculaires à la direction de propagation doivent provoquer un accroissement considérable de la pression de radiation. Nous avons réalisé des obstacles coniques à très petits gradins (inférieurs à 1 mm de largeur, tandis que la longueur d'onde du son utilisé est de 4,5 mm) et nous avons constaté qu'on obtient une pression beaucoup plus grande que dans le cas de la surface lisse : la pression est aussi grande que sur un piston en l'absence de résonance.

En donnant aux gradins une hauteur égale à une demi-longueur d'onde du son, on observe exactement les mêmes phénomènes de résonance entre la source et l'obstacle que dans le cas d'un obstacle plan (piston). Même lorsqu'on perfore les parois verticales de ces gradins ou lorsqu'on remplace le cône par des bagues isolées à surface plane horizontale plus étroite qu'une demi-longueur d'onde, et même dans le cas de petites surfaces circulaires de 3 mm de diamètre (donc plus petites qu'une longueur d'onde du son utilisé) disposées dans des plans

(²) Il ne peut pas se dilater non plus dans la direction de propagation du son : en effet, la violence des chocs des molécules contre un *obstacle solide fixe* est accrue, *mais le mouvement de translation d'ensembles* de molécules correspondant aux ondes sonores, n'accroît pas la violence des chocs entre ces molécules. Il n'y a donc aucune raison pour que le gaz dans lequel se propagent les ondes sonores se dilate et que sa densité moyenne varie.

distants d'une demi-longueur d'onde, loin les unes des autres, les phénomènes de résonance restent très marqués, ce qui met en évidence la grande directivité des ondes sonores.

Enfin, en recouvrant un cône de $\theta = 60°$ (angle au sommet, 30°) d'un absorbant acoustique, on constate un accroissement marqué de la pression de radiation, bien que la densité acoustique diminue de moitié (par suite de la suppression de la réflexion) : ceci s'explique par le fait que les molécules en frappant les fibres de l'absorbant et en pénétrant à l'intérieur de l'absorbant trouvent de meilleurs appuis que sur la surface oblique d'un cône lisse. Tout ceci démontre bien la directivité de la pression de radiation sonore.

2. *Mesure directe du coefficient de proportionnalité K dans l'air.* — Nous avons utilisé un microscope à fort grossissement, à oculaire micrométrique, et un éclairage stroboscopique par une lampe au néon ordinaire (qui arrive très bien à suivre la fréquence de 77 kHz). Un grand nombre de mesures ont été faites. On a trouvé des valeurs voisines de $K = 1$, si l'on utilise l'ancienne formule de rayonnement (8 *a*), ou $K = 1{,}2$, si l'on applique la nouvelle formule (8).

3. *Mesures dans différents gaz.* — En faisant les mesures de la pression de radiation sonore dans différents gaz : monoatomique (argon), diatomique (air), triatomique (CO_2), à 5 atomes (méthane), à 11 atomes (propane), on devrait pouvoir contrôler l'exactitude des différentes théories : d'après la plupart des auteurs et d'après notre hypothèse A, le rapport K/K' (facile à mesurer à condition de répéter les mesures exactement dans les mêmes conditions dans différents gaz) devrait avoir la valeur 1. D'après Lord Rayleigh, ce rapport devrait atteindre la valeur 1,25 pour l'argon et le propane. Enfin, d'après notre hypothèse B, il devrait dépasser la valeur 2 pour l'argon et le propane et pour l'argon et le méthane. Les essais sont en cours. Les premiers résultats paraissent voisins de 1.

[1] Lord Rayleigh. — On the momentum and pressure of gaseous vibrations and on the connexion with the virial theorem. *Phil. Mag.* [6], 1905, **10**, 364.
[2] Bruhat G. — Cours de Physique générale, Thermodynamique, Masson, Paris, 1939, p. 243.
[3] Gavreau V. et Calaora A. — Rayonnement sonore des solides vibrants. *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 1272.

SECTION CENTRE-OUEST
(*Poitiers*).

SÉANCE DU 11 DÉCEMBRE 1954.

1. — La réunion de la Commission Internationale du froid en septembre 1954, à Grenoble;

par M. M. Cotte,
Professeur à la Faculté des Sciences de Poitiers.

2. — Les projets de réforme de la licence ès Sciences physiques;

par M. M. Cotte,
Professeur à la Faculté des Sciences de Poitiers.

SÉANCE DU 19 FÉVRIER 1955.

M. le Professeur Cotte préside. La Communication suivante a été présentée :

Quelques résultats d'électrophorèse et leurs applications cliniques;

par M. le Docteur Charruyer,
Professeur à l'École de Médecine de Limoges.

L'électrophorèse a pour but d'étudier la migration des particules chargées d'électricité dans un champ électrique, en milieu liquide.

Cette technique a été particulièrement appliquée à l'étude des protéines du sérum sanguin, mais son champ d'application est beaucoup plus vaste. C'est ainsi qu'elle est aujourd'hui utilisée pour étudier des humeurs, des sécrétions, des liquides d'épanchement.

Par ailleurs, elle a été utilisée pour étudier la composition ou le fractionnement de diverses enzymes, connaître la structure des acides nucléiques, séparer des aminoacides et des peptides, étudier des lipopeptides provenant de sérums ou d'hématies, séparer des aminoacides et bases, séparer des sucres en présence d'ions borates qui donnent des complexes très mobiles, à l'aide d'éléments marqués étudier la synthèse des protéines, etc.

C'est surtout dans le domaine de la clinique médicale que l'électrophorèse a vu se développer son champ d'application le plus vaste.

Le déplacement dépend du sens de la charge électrique et sa vitesse est fonction de cette charge. Les protéines sont des corps amphotères contenant dans leur molécule des groupements aminés libres et des groupements carboxyliques capables par leur dissociation de conférer un caractère ionique à cette molécule. Suivant le pH, la dissociation prédominera sur l'un ou l'autre de ces groupements polaires. Dans l'édifice complexe de ces molécules, les groupements polaires diffèrent notablement selon les cas et seuls ceux situés en surface, interviennent dans la charge, d'où, en se plaçant à un pH déterminé, on constatera une migration différente pour les protéines. Le déplacement étant fonction de la charge électrique, on obtient une répartition.

Par dialyse contre un tampon, les protéines réalisent un équilibre spécial où tout se passe comme si les micelles colloïdales avaient chassé, hors de leur compartiment, les petits ions de même signe qu'elles qui les accompagnent dans le sérum. Cette propriété a été utilisée pour séparer les protéines du sang et en permettre leur étude électrophorétique (méthode de Tiselius).

Divers tampons ont été préconisés : phosphates, acétates, à divers pH, à force ionique variable.

En particulier, Michaelis utilise un tampon au véronal, acétate de sodium et HCl.

Tiselius et Longsworth ont réalisé des électrophorèses en milieu liquide, dans un tube en U relié à des vases à électrodes contenant un tampon pur, seul le tube en U contenant les protéines. Forme et section de ces vases durent être soigneusement calculées. Le tube en U doit être travaillé optiquement de façon à ne provoquer aucune déviation des rayons lumineux qui le traversent.

Les électrodes d'amenée du courant ne doivent donner aucun dégagement gazeux pendant l'électrophorèse. On utilise, le plus souvent, des électrodes en argent chloruré plongeant dans une solution concentrée de KCl. La source de courant continu est généralement à une tension stabilisée : tension aux bornes de l'ordre de 200 V ce qui correspond à une chute de tension de 5 V/cm dans le tube. Le champ électrique ne peut être augmenté indéfiniment sans échauffer, par effet Joule, la solution ce qui a pour conséquence de provoquer par convection thermique, la destruction des ménisques indispensables à l'analyse optique.

En pratique, on opère dans un thermostat maintenu à + 4°, avec une précision de 0,1°. Grâce à cette précaution, il est possible d'utiliser des gradients de potentiels suffisants pour que la séparation soit assez rapide et que les phénomènes de diffusion puissent être négligés.

La lecture des résultats se fait par le procédé optique de Tiselius modifié par Longsworth en 1939, ou celui de Svensson publié en 1940.

Ces méthodes permettent l'analyse qualitative et la détermination des concentrations relatives et absolues des divers composants d'un mélange.

Divers auteurs ont cherché à substituer aux courbes type Tiselius, correspondant à des variations d'indice réfractométrique, un système de franges interférométriques. La précision est beaucoup plus grande, tant dans la détermination des frontières que dans l'évaluation du taux des protéines. L'auteur de la Communication a décrit l'appareil de Labhart et Staub modifié par Lotmar, avec présentation de diagrammes interférométriques. Il a décrit un procédé permettant d'obtenir des courbes de gradients analogues à celles obtenues par le procédé original de Tiselius.

Cet appareillage permet d'utiliser des quantités très faibles de sérum, après dialyse sur tampon type Michaelis.

Le développement de l'électrophorèse a pris une grande extension avec l'apparition de la microélectrophorèse sur papier, procédé mis au point en particulier par Durrum, qui utilise un tampon au véronal-véronal sodé, sur papier filtre spécial genre papier à chromatographie, sans avoir besoin de recourir à la dialyse préalable et en révélant les protéines par un colorant approprié après fixation.

Pour ses travaux personnels, l'auteur utilise la microélectrophorèse sur papier selon le procédé décrit par Machebœuf et ses collaborateurs dans le Mémoire présenté au Symposium sur l'Électrophorèse à Utrech le 28 novembre 1952, et dénommé électrorhéophorèse. La révélation des protéines est faite à l'aide du bleu de bromophénol en présence de chlorure mercurique comme fixateur; le lavage des bandes est effectué par une solution acétique, puis une solution acétique en présence d'acétate de sodium. On obtient ainsi une bonne différenciation qui permettra une lecture photométrique.

Ce procédé n'a pas la prétention de donner des résultats quantitatifs mais, en utilisant la technique suivante, on obtient des diagrammes électrophorétiques apparentés aux courbes de la méthode classique.

On effectue, sur la même bande de papier, l'électrophorèse d'un sérum témoin normal et du sérum pathologique à étudier. Par enregistrement photométrique, on obtient la courbe d'absorption du sérum normal et du sérum pathologique. Dans ces conditions, les deux sérums ayant été traités d'une manière identique, on peut calculer pour le sérum pathologique, les modifications des diverses fractions par rapport au sérum normal. Les chiffres obtenus sont valables mais ce sont des valeurs relatives et non des valeurs absolues.

Après un rapide exposé sur la signification des divers groupes de protéines ainsi séparées, l'auteur a présenté les résultats obtenus pour un certain nombre de sérums pathologiques qu'il a eu l'occasion d'étudier au laboratoire de Physique biologique de l'École de Médecine et de Pharmacie de Limoges : deux cas de néphrose suivis l'un pendant six mois, l'autre pendant deux mois; hypergammaglobulinémie, forte hyperalpha-2-globulinémie, hypoalbuminémie; quatre cas de cirrhose du foie dont une cirrhose bronzée; hypergammaglobulinémie et hypoalbuminémie; trois cas de néoplasme du tube digestif; hyperglobulinémie de toutes les globulines plus ou moins marquée; deux cas d'ulcère du tube digestif; hyperglobulinémie béta et alpha-2; deux cas de tuberculose pulmonaire, l'un évolutif, l'autre stabilisé : hyperglobulinémie plus marquée dans le cas en évolution (alpha-2); divers sérums pathologiques présentant des déséquilibres intéressants; deux cas de poliomyélite avec hypergammaglobulinémie, hyperalpha-2-globulinémie et hypoalbuminémie.

SÉANCE DU 5 MARS 1955.

M. le Professeur Cotte préside. La Communication suivante a été présentée :

(*) Application des lampes à éclats à l'étude de l'évolution de champs aérodynamiques;

par M. G. Batailler,

Laboratoire de Physique, Faculté des Sciences de Poitiers.

L'étude des champs de vitesses par la méthode générale de chronophotographie consiste à matérialiser les particules fluides par de fines particules solides satisfaisant aux conditions de fidélité [1]. L'interruption périodique de la lumière continue permet de déduire la vitesse d'un écoulement permanent à partir de la mesure simultanée du temps séparant deux interruptions et de la distance entre deux points homologues de la trajectoire.

Dans le cas de l'étude du champ des vitesses autour d'un corps animé d'un mouvement quelconque, il faut faire une chronophotographie instantanée, afin d'obtenir le champ des vitesses repéré par rapport à une position déterminée du corps.



Fig. 1. — Écoulement à potentiel.



Fig. 2. — Formation des tourbillons symétriques.

La méthode utilisée consiste à produire un triple éclair pour ponctuer les trajectoires absolues et donner ainsi le champ des vitesses par rapport à des axes liés au solide, à partir de la connaissance du temps séparant les trois éclairs et du chemin élémentaire effectué par la particule solide.

Les sources lumineuses utilisées sont constituées par des lampes à décharge au xénon [1].

Le dispositif électronique du triple éclair fait appel à la technique des univibrateurs (double triode à un seul état stable) utilisés comme retardateurs d'impulsion.



Fig. 3. — Formation des tourbillons symétriques.



Fig. 4. — Détachement des tourbillons.

La synchronisation mécanique se traduit par une impulsion positive simultanément appliquée à la grille des trois univibrateurs constituant le généra-

[1] Énergie dissipée par éclair : 30 J.

teur de triple impulsion; ces univibrateurs basculent simultanément, mais reviennent à l'état primitif au bout d'un temps différent caractéristique de la période de chacun d'eux. Ce retour à l'état stable permet, par dérivation, de recueillir sur la cathode



Fig. 5. — Détachement des tourbillons.

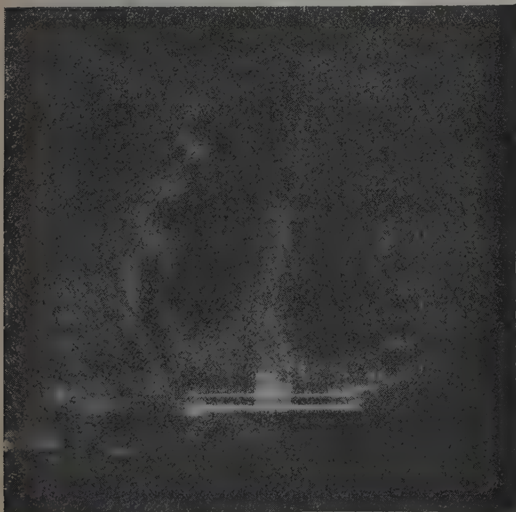


Fig. 6. — Naissance du régime à tourbillons alternés; surface de glissement à caractère tourbillonnaire.

commune des deux triodes constituant l'univibrateur des impulsions positives susceptibles de déclencher les trois éclairs avec des retards constants et réglables par rapport à l'impulsion d'entrée.

Nous avons ainsi fait l'étude de l'évolution du champ aérodynamique autour d'une plaque plane partant du repos et animée d'un mouvement uniformément accéléré. Les figures 1 à 6 montrent six cas typiques du champ des vitesses en six points de la trajectoire.

La visualisation du champ aérodynamique a permis en particulier de mettre en évidence la formation du sillage tourbillonnaire, à savoir, successivement :

l'écoulement à potentiel au départ de la plaque;
la formation des tourbillons symétriques attachés;
le détachement de ces tourbillons;
les surfaces de glissement à caractère tourbillonnaire, amorce des lignes de jet;
la naissance du régime des tourbillons alternés.

Dans une étude théorique des écoulements rotationnels, J. J. Moreau [2] établit le lien entre les éléments tourbillonnaires de l'écoulement et les efforts subis par les systèmes immergés.

Dans l'étude bidimensionnelle envisagée, l'intégrale double mettant en évidence la responsabilité des éléments tourbillonnaires peut se transformer en deux intégrales de contour ne mettant en jeu que le champ de vitesses. Ce résultat permet de calculer la résistance instantanée de la plaque à partir de la seule connaissance expérimentale du champ de vitesses périphériques sur un contour extérieur aux singularités.

L'application numérique effectuée pour deux positions correspondant à un nombre de Reynolds moyen de 12 000 conduit à une valeur de la résistance sensiblement 2,5 fois plus grande qu'au même nombre de Reynolds en mouvement permanent.

[1] Bourot J. M. — *Thèse*, Paris, 1949.
[2] Moreau J. J. — Bilan dynamique d'un écoulement rotationnel. *J. Math. pures et appl.*; *Thèse*, Paris, 1949.

SÉANCE DU 26 MARS 1955.

M. le Professeur Cotte préside. Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Le Congrès du Coastal Engineering, à Grenoble, en septembre 1954;

par M. Bureste.

2. — Sur la désorganisation et la restauration à froid de cristaux d'aluminium soumis à des tractions faibles;

par M. J. Caisso.

Les perturbations apportées à la texture d'un monocristal d'aluminium par une traction sont étudiées par la méthode Guinier et Tennevin de focalisation de rayons X à longue distance. L'éprouvette monocristalline est montée sur une machine de traction orientable qui permet de l'étudier sous l'incidence requise. L'état de l'éprouvette est donc

caractérisé par la contrainte exercée, l'allongement résultant et l a désorientation observée.

En général, une traction faible produit simultanément une désorientation de l'édifice cristallin et une réorganisation plus ou moins parfaite qui se déclenche sous son action. L'un ou l'autre des processus inverses peut devenir prépondérant.

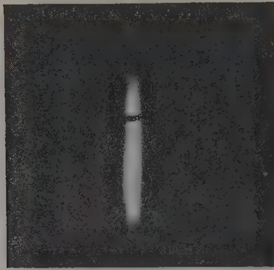


Fig. 1. — Tache (111) focalisée sans charge (× 3).



Fig. 2. — La même sous différentes charges; à gauche et de haut en bas : 0, 80 et 160 g/mm²; à droite et de bas en haut : 240, 320 et 400 g/mm² (× 3).

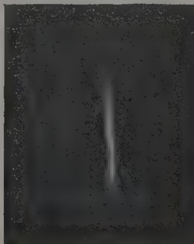


Fig .3. — La même après 6 h de repos (× 3).

Si la désorganisation initiale du cristal est faible et les allongements inférieurs à une certaine limite (0,2 pour 100), la réorganisation amène le cristal à un état beaucoup plus parfait, marqué par une raie de focalisation très fine (*fig.* 1 à 5).



0 g/mm²	240 g/mm²
80 »	320 »
160 »	400 »



400 g/mm²	480 g/mm²
440 »	520 »
480 »	560 »

Fig. 4 et 5. — La même tache lors d'une autre mise en charge (× 3).

Si l'allongement est compris entre 0,2 et 1,5 pour 100, la désorganisation croît à peu près linéairement en fonction de l'allongement. Le cristal se divise en particules d'orientation variant d'une vingtaine de minutes (*fig.* 6).

La restauration se manifeste nettement pendant les périodes de repos laissées à l'éprouvette; elle se traduit par un fléchissement marqué de la courbe de traction après un allongement de 0,2 à 0,5 pour 100.

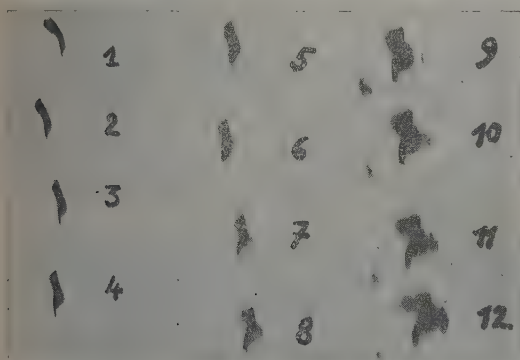


Fig. 6. — Morcellement et striation des taches de focalisation d'un monocristal d'aluminium (× 2,7).

Entre 1,5 et 3,5 pour 100 d'allongement, on observe une striation des taches, analogue à celle que donnerait une polygonisation.

Il y aurait donc, sur la courbe de traction d'un monocristal d'aluminium, deux points de transition : le premier, aux environs de 0,2 pour 100 d'allongement, ne dépendant que de l'état de perfection initiale du monocristal, le second, moins bien défini, dépendant dans une proportion bien plus grande de l'orientation du monocristal (point de transition de Crussard et Jaoul).

SÉANCE DU 30 AVRIL 1955.

M. le Professeur Cotte préside. Les Communications suivantes ont été présentées :

1. — Le Congrès international de Chronométrie, Paris, octobre 1954;

par M. P. Couvertier,
Docteur ès Sciences.

2. — Sur une méthode de détermination des vitesses dans un écoulement fluide rapide;

par M. P. Couvertier.

Pour déterminer le champ des vitesses d'un écoulement, on réalise au sein du fluide une suspension de fines particules solides que l'on photographie en éclairant par une lumière périodiquement interrompue, de manière à hacher la trajectoire particulaire avec une fréquence connue.

L'application de ce principe à l'étude d'écoulements gazeux rapides m'a amené à construire un générateur d'éclats à haute fréquence émettant deux éclairs successifs de durée, d'intensité et de déphasage réglables.

A chaque particule correspondra, sur la plaque photographique, deux images voisines; la connaissance de l'intervalle de temps séparant les deux éclairs et la mesure du déplacement de l'image nous permet de déterminer la vitesse de la particule au point considéré.

Les sources de lumière. — Le choix des sources à utiliser est guidé par les considérations suivantes :

Il s'agit de photographier des objets microscopiques (dimension de l'ordre de 1 μ) peu ou pas réfléchissants et animés de grandes vitesses par rapport à l'appareil photographique (quelques centaines de mètres par seconde).

Les qualités imposées aux sources sont donc :

du point de vue statique, une grande luminance afin de rendre les particules visibles;

du point de vue dynamique, une durée d'éclairement très brève de manière à réduire au minimum le flou dû au déplacement de l'image pendant le temps de pose.

La solution proposée consiste à utiliser des éclateurs à décharges superficielles, pilotables par électrode d'amorçage.

Le générateur d'éclats a haute fréquence. — *Principe.* — La figure 1 reproduit un schéma de

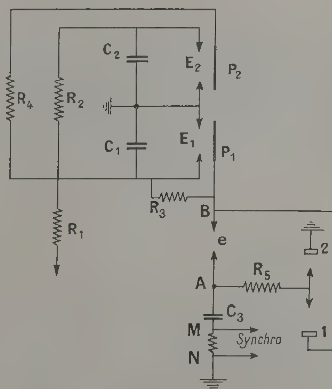


Fig. 1.

principe du générateur d'étincelles réalisé dans le cas d'un éclateur double constitué par deux dispositifs à décharges superficielles rectilignes sur plexiglas dans le prolongement l'un de l'autre.

Circuits d'alimentation des étincelles : Deux condensateurs C_1 et C_2 sont chargés à travers la résistance de charge R_1 au potentiel fourni par le générateur haute tension. Une très grande résistance R_2 maintient

sensiblement constante la charge de C_2 pendant la décharge de C_1 à travers l'éclateur E_1.

Les électrodes d'amorçage P_1 et P_2 sont également à la haute tension par l'intermédiaire des résistances R_3 et R_4. Lorsque l'électrode P_1 est portée brusquement à un potentiel voisin de celui de la masse, l'éclateur E_1 s'amorce. Cette décharge produit un choc de tension qui, transmis à l'électrode P_2 par l'intermédiaire de R_4, amorce l'éclateur E_2.

Circuits de déclenchement des étincelles : Il est composé d'un condensateur C_3 et d'une résistance variable R_5 montée en série avec la partie mobile d'un inverseur à couteau à deux positions. A cet ensemble est associé un éclateur dans l'air e à distance d'éclatement réglable établissant la liaison avec les circuits d'alimentation des étincelles.

Dans la position 1 du couteau, le condensateur C_3 se charge au potentiel du générateur haute tension.

Dans la position 2, C_3 se décharge à travers R_5 et le potentiel du point A s'abaisse jusqu'au moment où l'éclateur e s'amorce. Il se produit alors une impulsion sur l'électrode P_1 qui amorce l'éclateur E_1.

Ce montage permet d'enregistrer de façon très nette sur un oscillogramme, le début du phénomène en faisant partir la première étincelle glissante avec un léger retard sur le balayage unique d'un oscillographe possédant un dispositif de « déclenché ».

Ce générateur d'éclats peut fournir des couples d'étincelles avec un déphasage compris entre 10^{-7} et 10^{-5} s.

MESURE DES VITESSES. — En même temps que l'on photographie la suspension particulaire dans un écoulement gazeux, on enregistre photographiquement la succession des deux décharges sur un oscillographe dont le balayage est gradué en temps par un générateur de fréquences étalons.



Fig. 2.

Si l'on veut que cette méthode conduise à des mesures directement exploitables, il est nécessaire que chaque particule ait un comportement identique à celui de la molécule d'air dont elle occupe la place.

L'étude de la mécanique des suspensions montre que la « fidélité » de la visualisation est liée à la petitesse des paramètres α et λ définis par les relations

$$\alpha = \frac{1}{K}\frac{V}{R}, \tag{1}$$

$$\lambda = \frac{1}{K}\frac{dV}{ds}; \tag{2}$$

V, R et s, qui peuvent être mesurés sur la photographie, sont respectivement la vitesse absolue de la particule, le rayon de courbure de la trajectoire et l'arc de trajectoire; K est le coefficient d'entraînement de la particule, il dépend de sa dimension, de sa masse et de la viscosité du fluide. On voit que, pour une configuration d'écoulement donnée, α et λ seront d'autant plus petits que K sera grand.

Inversement, si l'on se fixe une tolérance sur α et λ, les égalités (1) et (2) permettent de déterminer la valeur minimum du coefficient K à adopter.

En particulier, pour un type d'écoulement donné, les particules devront être d'autant plus fines et plus légères que la vitesse adoptée sera grande.

CHRONOPHOTOGRAPHIE D'ÉCOULEMENT. — La figure 2 représente une photographie obtenue par cette méthode avec le dispositif expérimental décrit ci-dessus. Elle représente une visualisation de l'écoulement dans la région du col d'une tuyère supersonique correspondant à un nombre de Mach de 2,2.

Les particules sont constituées par des grains de micro-talc pour lesquels le coefficient moyen K est voisin de 100 000.

SECTION DU SUD-EST
(*Grenoble*).

SÉANCE DU 26 JANVIER 1955.

1. — Quelques particularités de l'acoustique sous-marine. La bathythermographie ;

par M. P. BORDENAVE,
Ingénieur de la Marine.

Bien que le coefficient d'absorption de l'eau de

mer voisin de $10^{-14} f^2$, f étant la fréquence, soit très supérieur à celui de l'eau pure ($24.10^{-17} f^2$) par suite de la relaxation moléculaire du sulfate de magnésium, la portée des transmissions acoustiques sous-marines, dans l'hypothèse où la mer serait un milieu homogène, serait d'un ordre de grandeur très supérieur à celui que l'on obtient : les hélices des bâtiments seraient audibles à plus de 1000 km alors qu'on ne les entend généralement pas à plus de 50 km. Même à la fréquence de 20 kHz, en utilisant des projecteurs directifs de 150 W, l'intercommunication devrait pouvoir s'établir à plus de 20 km dans des conditions moyennes de bruit ambiant.

Bien qu'il arrive que des nuages de fines bulles accroissent l'absorption, la limitation de la portée est due généralement à l'existence de gradients verticaux de la célérité : celle-ci dépend de la température et, à un degré moindre, de la pression hydrostatique et de la salinité selon l'expression

$$c = 1{,}410 + 4{,}21\,t - 0{,}037\,t^2 + 0{,}18\,\Delta p + 1{,}1\,s,$$

t étant exprimé en degrés centigrades, Δp en atmosphères, s en millièmes et c en mètres par seconde.

En moyenne, la température de la mer décroît avec l'immersion et tend asymptotiquement vers 4° C (*fig.* 1); toutefois, près de la surface, la grandeur et

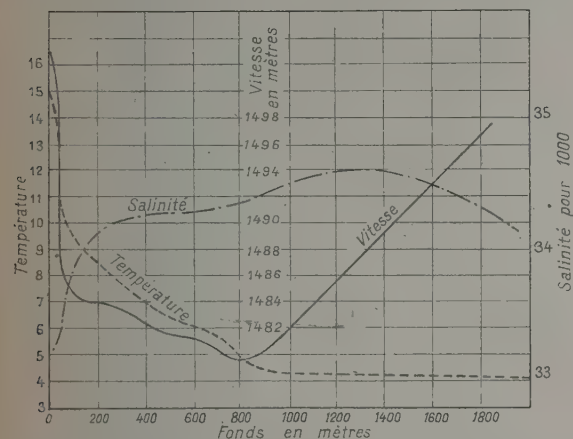


Fig. 1. — Variations de la salinité, de la température et de la vitesse de propagation en fonction de la profondeur (mesures effectuées par la Geodetic Survey).

le signe des gradients sont liés aux conditions atmosphériques (le gradient horizontal est généralement négligeable).

Pour simplifier, on admet que la mer est fractionnée en régions délimitées par des plans horizontaux, à l'intérieur desquelles le gradient vertical est pratiquement constant. Dans cette hypothèse, les rayons sonores constituent, dans divers plans verticaux, des familles d'arcs de cercles tournant leur concavité vers les températures décroissantes.

A tout plan horizontal correspondant à un maximum de la célérité on peut associer un « dernier rayon passant » tangent à ce plan. Ce rayon délimite une zone de silence; il définit la « portée assurée ».

Dans la plupart des cas, en intercommunication ou en détection Asdic, les rayons sont peu inclinés sur l'horizontale et l'on peut calculer très simplement la portée dans une couche de gradient m en remarquant que, sur un rayon quelconque et en particulier sur le dernier rayon passant, la distance horizontale entre le point P de ce rayon, de tangente horizontale, et un point quelconque M d'immersion x, est approximativement égale à $\sqrt{2\,R\,(x_1 - x_p)}$, R étant le rayon de courbure de ce rayon égal à $-c_p/m$, x_p l'immersion et c_p la célérité en P. Connaissant m et l'angle de site A du rayon considéré à une immersion x où la célérité est c, la loi de Descartes fournit $c_p = c/\cos A$; on en déduit x_p.

On peut schématiser les cas suivants :

1° Gradient uniformément négatif; ce cas s'observe en été. On trouve que, pour $m = 0{,}1$ m/s/m, la portée assurée à une immersion de 14 m (immersion de la quille d'un sous-marin en immersion périscopique) serait voisine de 1000 m (*fig.* 2).

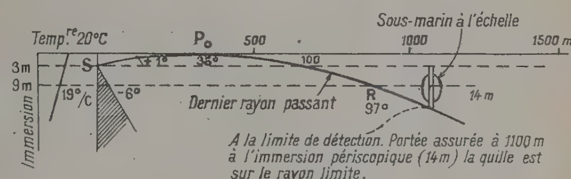


Fig. 2. — Champ acoustique, gradient négatif.

2° En hiver, après une période de gros temps, une couche isotherme dont l'épaisseur peut dépasser 50 m s'établit en surface. Il lui correspond un faible gradient positif de la célérité dû à la pression hydrostatique (*fig.* 3).

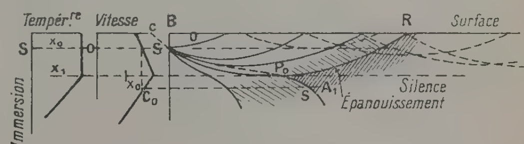


Fig. 3. — Couche isotherme de surface.

Pour une isotherme de 50 m d'épaisseur, la portée atteint 6 km au voisinage de la surface. Au contraire dans la région inférieure de gradient négatif (thermocline), la portée peut être inférieure à la portée assurée, à cause de l'épanouissement des rayons dû au changement de signe du gradient.

3° Cet épanouissement est considérable dans le cas particulier où la célérité augmente brutalement sous une couche à faible gradient positif (*fig.* 4). Il en est ainsi chaque fois que des courants d'eau froide passent au-dessus d'eaux plus chaudes mais plus salées (estuaires, limite est du Gulf-Stream); la portée dans la thermocline peut être inférieure à 500 m.

4° *Chenaux sonores.* — Soit c_0 la célérité au niveau de la source. Si, simultanément, au-dessus et au-

dessous de ce niveau règne une célérité $c_1 > c_0$, les rayons émis sous des angles de site inférieurs en valeur absolue à A_0, tel que $\cos A_0 = c_0/c_1$, restent canalisés dans la région comprise entre les plans horizontaux correspondant à c_1.

Si la source est peu directive, l'énergie canalisée dans un tel chenal sonore est donc d'autant plus grande que c_0 est plus voisin du minimum de célérité dans cette région.

Ce phénomène s'observe aux environs de 1000 m d'immersion car, au delà de 1000 m, on trouve un gradient positif dû à la pression hydrostatique.

Fig. 4. — Gradient positif brutal sous couche isotherme.

Des détonations produites par des charges de 500 g ont été entendues à des distances de plus de 3 000 km. A de telles distances, l'intensité du bruit reçu croît lentement mais cesse brusquement car les rayons de sites extrêmes qui portent la plus faible partie de l'énergie se propagent plus vite que les rayons de site faible. Ce fait permet de repérer les avions en perdition en utilisant trois stations d'écoute.

Des chenaux sonores plus étroits existent souvent l'été, en début d'après-midi, près de la surface; ils sont favorables à l'intercommunication entre sous-marins dont l'immersion est voisine de x_2 (*fig.* 5).

Fig. 5. — Chenal sonore de surface.

Ce qui précède montre l'intérêt que présente la mesure précise de la variation de la célérité en fonction de l'immersion, tant pour connaître la portée de la détection que pour corriger les aberrations de site. Actuellement, ces variations se déduisent de la courbe température-immersion fournie à 0,2° C et 0,60 m d'immersion près, par le bathythermographe, appareil robuste, mais qui présente une inertie calorifique non négligeable et dont le principal inconvénient est de ne permettre l'interprétation des bathythermogrammes qu'après remontée de l'appareil. Pour ces raisons, le laboratoire d'acoustique sous-marine de Grenoble a entrepris l'étude d'un bathycélérographe électronique qui enregistre à bord du bâtiment la courbe célérité-pression pendant l'immersion de l'appareil.

Enfin on doit signaler que la portée des sons dont la longueur d'onde est grande devant les irrégularités de la surface et du fond peut être améliorée par des réflexions successives, ce qui n'exclut pas l'existence de zones de silence.

Toutefois, ces réflexions sont accompagnées d'interférences : en particulier, il y a une frange noire de la pression à la surface; d'où il résulte que l'écoute des hélices des bâtiments est généralement meilleure sur les sous-marins que sur les bâtiments de surface.

2. — Contribution à l'étude expérimentale des surstructures d'orientation magnétiques des alliages fer-cobalt;

par M. J. Maréchal.

L'étude que nous avons faite a trouvé son origine dans l'existence de surstructures d'orientation magnétiques dont la théorie est due à L. Néel [1].

L'expérience montre qu'un traitement thermique dans un champ magnétique crée une anisotropie uniaxiale dans un certain nombre d'alliages. Cette anisotropie se traduit par l'apparition d'une direction de facile aimantation due à une surstructure d'orientation. C'est l'énergie correspondante que l'on a cherché à déterminer dans les alliages fer-cobalt.

Nous avons étudié neuf échantillons de fer-cobalt contenant 10, 20, 30, 34,8, 42,4, 50, 60, 70, 80 pour 100 de cobalt.

On produit l'anisotropie en traitant l'alliage dans un four placé entre les pièces polaires d'un électro-aimant. On évalue l'énergie en déterminant à l'aide d'une balance de torsion la valeur du couple qui s'exerce sur l'échantillon placé dans un champ magnétique uniforme, en fonction de l'angle de l'échantillon et du champ. La valeur de l'énergie est alors obtenue par intégration.

Les échantillons contenant 34,8, 42,4, 50 pour 100 de cobalt ont été traités à une température légèrement inférieure à la transformation ordre-désordre qui se produit vers 700-730°. Pour tous les autres, cette température de traitement était comprise entre les 85 et les 90/100e du point de Curie.

Les échantillons sont taillés en forme de disques de 7 mm de diamètre, 1 mm de hauteur. Pour chaque échantillon on effectue un traitement de 3 h. On mesure ensuite le couple qui s'exerce sur le disque placé dans un champ uniforme à saturation : le disque est introduit dans la balance de torsion (cette dernière est un système à deux fils de torsion tendus par un ressort, enfermé dans un tube en laiton). On mesure ainsi le couple dû à l'anisotropie totale de l'alliage : les valeurs du couple en fonction de l'angle du disque et du champ sont données par une courbe de période π. Une deuxième courbe est obtenue après un deuxième traitement identique au premier, mais avec une direction du champ perpendiculaire à la première.

A partir de ces deux courbes de période π, on calcule l'énergie à l'aide d'une méthode de décomposition en série de Fourier [2] donnant les valeurs des coefficients du terme fondamental de période π. On en déduit la courbe donnant l'énergie d'anisotropie W ergs/cm³ due aux surstructures d'orientation, en fonction du pourcentage de cobalt (*fig.* 1).

Cette courbe présente un minimum qui semble dû au fait qu'il existe, avant traitement, au voisinage de 50 pour 100 de cobalt, une surstructure :

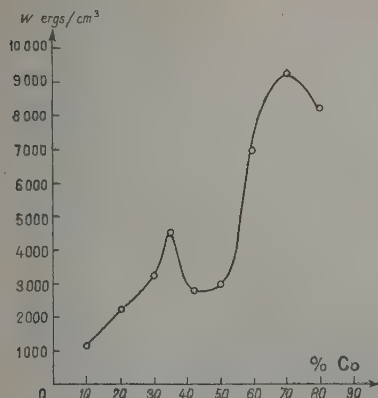


Fig. 1.

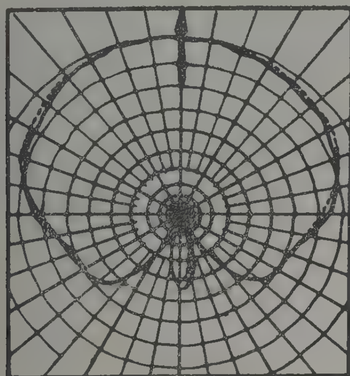
il est normal que les traitements n'aient pas beaucoup d'influence sur la position des atomes. Dans l'ensemble, la courbe est conforme à la théorie de L. Néel (énergie proportionnelle au produit des carrés des concentrations). Mais les valeurs de l'énergie ne sont connues qu'à 20 pour 100 près environ. Il faudrait pouvoir effectuer des traitements plus longs dans des champs plus intenses. D'autre part, dans les alliages utilisés, certains cristaux étaient trop gros : on pouvait les distinguer à l'œil nu. On doit attribuer à ce fait une partie de l'incertitude sur les résultats.

[1] Néel L. — *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 225.
[2] Cole L. S. — *Electronics*, 1945, **18**, 142.

3. — Champ rayonné par les guides circulaires E_{01} à fentes résonnantes inclinées ;

par M. J. Munier,
Ingénieur I. E. G. et I. R. G.

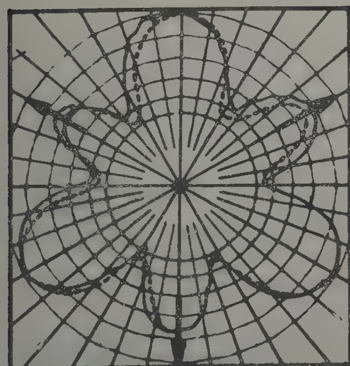
Un nouveau type d'antenne à rayonnement omnidirectionnel dans le plan horizontal a été proposé par J. Benoit en 1947 [1]; cette antenne est constituée par un guide circulaire E_{01} à axe vertical percé de fentes étroites résonnantes, le couplage des fentes à l'onde guidée étant obtenu en leur donnant une légère inclinaison par rapport à la génératrice du



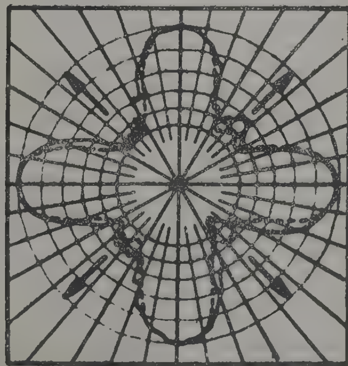
Une fente.



Deux fentes.



Trois fentes.



Quatre fentes.

Fig. 1.

cylindre, de manière à perturber les lignes de courant longitudinales du mode E_{01}.

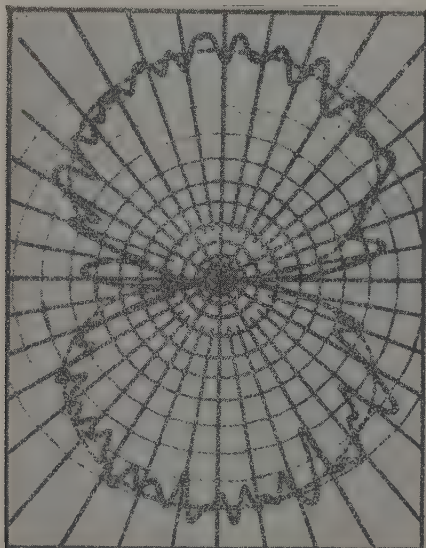
Lorsqu'on dispose un nombre suffisant de fentes dans une même section droite du guide, le diagramme de rayonnement dans le plan horizontal devient circulaire; par ailleurs, la superposition de plusieurs rangées de fentes ainsi formées et alimentées en phase procure une grande directivité dans le plan vertical.

Nous présentons quelques résultats expérimentaux concernant le rayonnement de telles antennes à une longueur d'onde $\lambda = 9$ cm avec un diamètre extérieur de guide $D = 8{,}3$ cm.

Les diagrammes de rayonnement ont été tracés au moyen d'un enregistreur donnant une représentation polaire complétée par une « échelle de niveaux » : celle-ci est matérialisée par des cercles concentriques gradués de 2 en 2 db.

La figure 1 représente les enregistrements photographiques des diagrammes équatoriaux (plan horizontal) d'antennes comportant de 1 à 4 fentes dans une même section droite. Les diagrammes d'antennes à nombre de fentes plus élevé (non représentés) montrent qu'à partir de 7 *fentes*, le rayonnement devient parfaitement omnidirectionnel.

Les diagrammes méridiens (plan vertical) pour une et deux rangées de 7 fentes alimentées en phase sont reproduits par la figure 2; nous avons étudié aussi le rayonnement de réseaux comportant jusqu'à 12 rangées de fentes : les propriétés de directivité de ces réseaux sont comparables à celles des réseaux colinéaires de doublets demi-onde.



Une rangée.



Deux rangées.

Fig. 2.

Nous avons en outre établi les formules de rayonnement de ces antennes, en appliquant les formules générales calculées par Silver et Saunders [2] relatives au rayonnement d'une ouverture de forme quelconque percée dans la paroi d'un cylindre et où existe une répartition quelconque de champ tangentiel.

On aboutit ainsi aux tracés théoriques qui ont été reproduits en trait pointillé sur les enregistrements expérimentaux et sont en concordance remarquable avec ces derniers.

Une antenne de ce type, formée de 12 rangées de 7 fentes superposées, présente un diagramme de rayonnement dans le plan vertical dont le lobe principal a 5° d'ouverture à demi-puissance; compte tenu de ce que son rayonnement est omnidirectionnel dans le plan horizontal, elle trouve une application intéressante comme antenne de balise-radar.

[1] Benoit J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **225**, 1296.
[2] Silver S. et Saunders W. K. — *J. Appl. Physics*, 1950, **21**, 153.

SECTION DU SUD-EST
(*Lyon*).

SÉANCE DU 26 NOVEMBRE 1954.

(Réunion commune avec la Société française des Électriciens).

Les accélérateurs linéaires et leurs applications en biologie, métallurgie et physique nucléaire;

par M. P. Grivet.

L'auteur rappelle le principe de l'accélérateur d'électrons à ondes progressives. Il précise la structure du guide utilisé, qui comporte des iris métal-

liques centrés sur l'axe, et montre que pour un encombrement donné de l'appareil, on est amené à fixer une valeur bien déterminée pour le rapport du diamètre d'ouverture des iris au diamètre intérieur du tube.

Les perfectionnements récents apportés à la construction des accélérateurs linéaires sont décrits, en particulier les appareils à réaction permettant la récupération de la puissance résiduelle qui subsiste à la sortie (d'où l'emploi de tubes courts), et les rassembleurs, qui sont destinés à réduire les pertes en électrons à une valeur très faible.

L'auteur indique diverses applications de l'accélérateur de 6 MeV qu'il a étudié et construit en collaboration avec M. Vastel : action thérapeutique ou stérilisante des électrons, emploi des rayons γ obtenus à l'aide d'une cible convenable.

Dans une dernière partie de son exposé, l'auteur traite des accélérateurs d'électrons de haute énergie pour recherches nucléaires et des accélérateurs d'ions du type Alvarez.

SÉANCE DU 28 JANVIER 1955.

Présidence de M. le Professeur J. THIBAUD. Les Communications suivantes ont été présentées :

(*) 1. — Sur l'étude de la diffusion multiple des électrons à l'aide des émulsions nucléaires;

par M[lle] M. MAITROT,
Institut de Physique atomique de Lyon.

La diffusion multiple des électrons dans la matière est un problème général et très actuel de physique corpusculaire, et plus spécialement de spectrographie β. On peut citer plusieurs exemples qui montrent bien son importance : la diffusion des électrons intervient dans l'absorption et le backscattering (et, par conséquent, dans les corrections d'épaisseur de source ou de fenêtre de compteur), dans la répartition des pertes d'énergie et de la dispersion ou straggling du parcours des électrons. Enfin, même dans les problèmes de diffusion simple, il y a ordinairement lieu de faire intervenir des corrections de diffusion plurale ou multiple.

La diffusion des électrons est principalement un effet coulombien : l'électron subit de petites déviations chaque fois qu'il se trouve dans le champ coulombien d'un atome; ces petites déviations se composent et il en résulte un angle θ de déviation par rapport à la direction initiale de l'électron. Les différentes théories (Williams [1], Goudsmit et Saunderson [2], Molière [3], Snyder et Scott [4] et, plus récemment, Lewis [5] et Bethe [6]) indiquent une répartition presque gaussienne de cet angle, les grands angles de diffusion étant plus nombreux que dans une distribution gaussienne. Les résultats numériques tirés des différentes théories sont en bon accord entre eux : l'accord entre la théorie et l'expérience dans le cas des électrons est satisfaisant au moins jusqu'à 1 MeV (*cf.* Voyvodic et Pickup [7], Hanson et al. [8], Kulchitsky et Latyshev [9]). Par contre, au-dessous de 1 MeV, il semblait y avoir un désaccord grave entre la théorie et l'expérience (*voir*, par exemple, Hisdal [10], Chang, Cook et Primakoff [11], etc.; pour la bibliographie des résultats antérieurs à 1949, *cf.* Molière [2]).

Devant ce désaccord, certains auteurs comme Olbert [12] ont pensé qu'il fallait modifier la loi de diffusion simple coulombienne en tenant compte de la dimension finie du noyau.

Nous passerons rapidement en revue les méthodes expérimentales utilisées dans la littérature :

a. MÉTHODES INDIRECTES. — Elles font intervenir la mesure d'un coefficient de transmission, soit η le coefficient de transmission d'une lame. En première approximation, c'est le produit de deux facteurs :

1° *le facteur de transmission élastique*, fonction de l'angle de sortie des électrons, l'appareil enregistreur ne pouvant compter que les électrons faisant à la sortie des feuilles un angle inférieur à un certain maximum. Si $P(\theta)$ est la probabilité d'un électron de sortir d'une feuille sous un angle θ par rapport à la normale après un certain parcours dans cette feuille, on a un coefficient de transmission « élastique »

$$\eta_e = \int_0^{\theta_{max}} P(\theta)\, d\theta;$$

2° *un certain nombre d'électrons sont stoppés à l'intérieur de la feuille* par collision inélastique, excitation, ionisation.

Si $P_1(X)$ est la probabilité que le parcours d'un électron soit X, on aura

$$\eta_i = 1 - \int_0^{L} P_1(X)\, dX,$$

où L est plus grand que l'épaisseur t de matière traversée; la correction de chemin réel est souvent difficile à faire, surtout si l'énergie des particules diminue. Le rôle du scattering multiple est donc très complexe et η est une fonction plus ou moins mal connue de celui-ci.

D'autre part, on va déduire d'un nombre total d'électrons qui passent, la répartition en $P(\theta)$; c'est un peu ce que font par exemple Chang, Cook et Primakoff et il n'est donc pas étonnant que cette méthode soit très peu précise. Certaines des expériences ainsi faites paraissent en contradiction avec la théorie de Molière.

b. MÉTHODES DIRECTES. — *Travaux de Knecht et Bothe* [13]. — Au lieu de mesurer un coefficient global de transmission, ces auteurs mesurent le nombre des électrons qui émergent de l'absorbant dans un grand nombre de directions faisant un angle allant jusqu'à $\pm$ 50° par rapport à la direction initiale du faisceau incident.

Cette méthode, pour être précise, suppose d'ailleurs plusieurs conditions et surtout une grande intensité de la source initiale, puisqu'il faudra

1° isoler dans celle-ci un faisceau d'électrons monoénergétiques;

2° faire des mesures sur des pinceaux de faible ouverture émergeant de la feuille absorbante; il faudra aussi vérifier le parallélisme du faisceau d'électrons incidents, etc.

Ces mesures faites avec soin ont évidemment un grand avantage sur les mesures précédentes au point de vue de la détermination de θ moyen; elles ont été faites dans Al, Au, Ni et Ag. Elles montrent que la loi de Molière est bien vérifiée, entre 200 keV et 1 MeV, à condition de n'utiliser des feuilles telles que $L \simeq t$, c'est-à-dire jusqu'à $\theta_{moy} = 20°$ au maximum [donne vérification de $\bar{\theta} = f(t)$ et de même de $\bar{\theta} \sim K\sqrt{t}$]. On peut enfin noter que la loi de Molière est encore valable pour $\bar{\theta} > 20°$ à condition d'effectuer des corrections de parcours réel convenables. Nous n'avions pas connaissance de ces travaux quand nous avons nous-même utilisé les plaques nucléaires, pour savoir si la loi de Molière était bien vérifiée dans cet intervalle « litigieux ».

Utilisation des plaques nucléaires. — *a. Avantages de la méthode.* — Très intéressante, parce que

1° c'est une méthode d'intégration qui nous évitera la condition essentielle à la réalisation de l'expérience de Knecht et Bothe, à savoir l'utilisation d'une source très intense;

2° elle permet de suivre les traces individuelles;

3° elle permet de travailler en bonne géométrie même avec un appareil aussi simple qu'un spectrographe classique à 180°.

b. Inconvénients de la méthode. — Malheureusement, les plaques G_5 ont deux inconvénients graves :

1° grand nombre de traces parasites dès leur réception au laboratoire;

2° trop faible densité de grains et très grand angle θ dans la région considérée. Il est à peu près impossible de suivre les traces;

3° voile de surface plus ou moins important, difficulté de déterminer la direction initiale des traces.

c. La méthode d'effacement permet de pallier ces inconvénients. — C'est un traitement, purement empirique, une rematuration faite dans un récipient hermétiquement clos en présence de vapeur d'eau saturante et pendant plusieurs heures à 65° [15].

Il est très facile d'effacer les plaques, mais très difficile de récupérer leur sensibilité, car il se produit pendant le traitement, une migration des sensibilisateurs qui se dirigent probablement vers le bord des plaques; dans certaines conditions d'ailleurs reproductibles, on arrive aussi à redonner une sensibilité très bonne et supérieure, même de beaucoup, à celle d'une plaque non effacée dans une certaine zone située sur le pourtour de la plaque. Enfin, la sensibilité de la plaque est particulièrement satisfaisante en surface, dans cette région. On voit tout de suite les avantages que l'on pourra tirer de ce traitement dans le problème particulier qui nous intéresse ici. Cependant, il faudrait encore le perfectionner pour obtenir une sensibilité uniforme, nécessaire en général aux études de spectrographie β.

Nous avons utilisé une source de RaE d'une fraction de millicurie et posé les plaques sous incidence rasante pendant quelques heures, de 1 à 3 ou 4 h. suivant la région du spectre.

Résultats. — Je renvoie pour le détail de notre travail à l'article publié au *Journal de Physique* [14], Nous avons fait des mesures pour six valeurs différentes de l'énergie des électrons : 780, 590, 370, 275, 220 et 175 keV, en prenant soin

1° d'utiliser seulement les zones où une profondeur suffisante d'émulsion était redevenue sensible;

2° de dessiner toutes les traces d'un même champ, puis les traces du champ voisin, etc. (ce qui évite d' « oublier » les traces à scattering plus élevé) pourvu qu'elles pénètrent par la surface de l'émulsion et qu'elles aient une direction géométrique convenable (dans de bonnes conditions ou pour obtenir environ 9 traces sur 10 avec une direction initiale correcte);

3° de diviser ensuite les traces en cellules suffisamment petites. Après avoir effectué cette division, on mesure les angles entre cellules formées de une ou plusieurs cellules initiales;

4° on calcule la valeur de l'angle moyen de diffusion pour une longueur t donnée de cellule en appliquant la règle de cut off (de manière à rendre la répartition gaussienne), puis en multipliant la valeur de θ trouvée par l'inverse du coefficient d'affaiblissement correspondant. Nous avons utilisé constamment pour celui-ci la valeur 0,91 [14]; en fait [6] celui-ci varie entre 0,91 et 0,94 quand la largeur de la répartition gaussienne augmente de quelques degrés, jusqu'à 30°, comme c'est le cas pour les énergies inférieures à 300 keV.

On vérifie que θ_{moy} varie approximativement comme $\sqrt{t}$. Enfin, on calcule la valeur $\bar{\theta}_{100\mu}$ que l'on compare à la valeur théorique. L'accord est satisfaisant, dans la limite des erreurs expérimentales (à quelques pour-cent près).

Conclusion. — 1° Nous avons vérifié la loi de Molière avec une précision comparable à celle de Knecht et Bothe, en utilisant seulement une source peu intense et un spectrographe très simple. On voit l'avantage que les deux améliorations fondamentales de la technique des plaques, absence de traces parasites et sensibilité accrue, apporteraient en spectrographie β : possibilité d'étudier des sources faiblement intenses en bonne géométrie. On peut noter que ce procédé peut être utilisé simultanément avec d'autres perfectionnements de la technique spectrographique, comme le spectrographe à double focalisation; on pourrait gagner ainsi encore un facteur important sur l'intensité de la source.

Les seules limites à l'application de ce procédé sont l'existence d'un fond parasite (on peut cependant sélectionner la direction des traces pénétrant dans la plaque et ainsi tolérer un fond relativement plus élevé que par comptage) et la possibilité de laisser les plaques pendant très longtemps dans le vide (risques de décollement, etc.).

2° Il faut encore souligner l'importance de la

vérification de la loi de Molière entre 1 MeV et 170 keV, tant au point de vue théorique que pratique.

[1] Williams E. J. — *Proc. Roy. Soc.*, [A], 1939, **169**, 531; *Phys. Rev.*, 1940, **58**, 292.
[2] Goudsmit S. et Saunderson J. L. — *Phys. Rev.*, 1940, **57**, 24 et 1940, **58**, 36.
[3] Molière G. — *Z. Naturforschung*, 1948, **3** *a*, 78.
[4] Snyder H. S. et Scott W. T. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 220.
[5] Lewis H. W. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 526.
[6] Bethe H. — *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 1256.
[7] Voyvodic L. et Pickup E. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 91.
[8] Hanson A. O., Lanzl L. H., Lyman E. M. et Scott M. B. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 634.
[9] Kulchitsky L. A. et Latyshev G. D. — *Phys. Rev.*, 1942, **61**, 254.
[10] Hisdal E. — *Phil. Mag.*, 1952, **43**, 791.
[11] Chang C. H., Cook C. S. et Primakoff H. — *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 544.
[12] Olbert S. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 319.
[13] Knecht O. et Bothe W. — *Z. Naturforschung*, 1953, **8** *a*, 805.
[14] Mlle Maitrot M. et Marguin G. — *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 718.
[15] Marguin G. et Mlle Maitrot M. — *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 123.

(*) 2. — Considérations théoriques sur des méthodes d'étude des structures ioniques dans le cas particulier des oxydes métalliques ;

par M. J. P. Robin,

Laboratoire de Chimie VI, Faculté des Sciences de Paris (1).

Avant d'aborder l'étude thermodynamique de quelques solutions solides entre oxydes métalliques, nous avons pris conscience de ce que tous ces oxydes pouvaient ne pas présenter le même caractère ionique et nous avons cherché une méthode nous permettant de définir *a priori* ce caractère ionique ou les écarts observables par rapport aux oxydes typiquement ioniques.

Le comportement des oxydes métalliques au cours d'un chauffage, les uns se décomposant en métal et oxygène ou en un autre oxyde ou sous-oxyde et oxygène, alors que d'autres se vaporisent sous forme de molécules discrètes, tend à montrer l'existence de liaisons homopolaires dans ces derniers, mais ne permet pas de conclure dans le cas des premiers.

La spectrographie infrarouge ou Raman fournit des renseignements très partiels concernant Mn_2O_3, Ni_2O_3 (?), B_2O_3, Sb_2O_3, TiO_2, BeO, CaO, ZnO, MgO, FeO, Fe_2O_3, $FeTiO_3$, Al_2O_3, le quartz et divers silicates.

La spectrographie X d'émission, entre les mains de O'Bryan et Skinner [1] a montré une atténuation du caractère ionique de Al_2O_3 et surtout SiO_2 par rapport à BeO, B_2O_3 et MgO, les niveaux électroniques 2s et 2p étant plus resserrés dans les premiers que dans les derniers.

En attendant qu'une méthode nouvelle comme la résonance magnétique nucléaire vienne peut-être à notre secours, il semble que les informations les plus importantes concernant le caractère ionique des oxydes métalliques soient fournies par la diffraction des rayons X, même si l'on ne dispose pas de cartes suffisamment nombreuses de la densité électronique dans ces cristaux.

En effet, dans un réseau typiquement ionique, des forces électrostatiques lient les anions aux cations supposés parfaitement sphériques. On peut admettre que ceci est réalisé dans le cas d'oxydes tels que MgO, Li_2O ou CeO_2 et autres oxydes isomorphes pour lesquels les distances entre les plus proches voisins métal-oxygène sont toujours les mêmes dans le réseau, quelle que soit la direction considérée.

En fait, dans le réseau de bon nombre d'oxydes simples tels que SnO_2, SiO_2, La_2O_3, Tl_2O_3, Al_2O_3, les distances métal-oxygène sont variables selon les directions considérées. On est conduit à penser que ces oxydes ne sont plus typiquement ioniques, soit par suite d'une simple distorsion ou polarisation des ions, soit par suite d'une certaine manifestation de liaisons de covalence à côté de liaisons ioniques. Ceci se vérifie aussi pour les oxydes mixtes (solutions solides ou composés définis) possédant des cations de natures différentes et les oxydes non stœchiométriques dans lesquels un même élément métallique est présent avec deux états de valence différents.

Dans le but de chiffrer ces écarts à un état ionique typique, nous avons calculé systématiquement les indices d'occupation des oxydes métalliques simples connus. Rappelons que nous avons appelé [2] indice d'occupation i d'un composé donné le rapport du volume de sa maille cristalline à la somme des volumes des ions, supposés sphériques, qu'elle contient.

L'indice d'occupation i d'un oxyde métallique donné M_xO_y (par exemple MgO, Li_2O ou CeO_2) dans lequel le paramètre cristallin est proportionnel à la somme des rayons ioniques du métal et de l'oxygène peut être mis sous la forme

$$i = I\,f(R),$$

où I est une caractéristique du réseau cristallin et $f(R)$ une certaine fonction, qui peut être calculée *a priori*, du rapport R des rayons ioniques du métal et de l'oxygène et de la proportion x/y de cations et d'anions dans la maille,

$$f(R) = \frac{(1+R)^3}{y + x R^3}.$$

Le calcul direct de I peut donc se faire à l'aide de la formule

$$I = \frac{3v}{4\pi n r_0^3 (1+R)^3},$$

où v représente le volume de la maille cristalline, n le nombre de « molécules » M_xO_y par maille et r_0 le rayon ionique de l'oxygène. Dans le cas des protoxydes du type MgO, I vaut $3/2\pi$ et, dans celui des oxydes des types Li_2O et CeO_2, I vaut $4/\pi\sqrt{3}$. Nous avons utilisé pour les calculs de I d'oxydes d'autres types que ceux-ci les valeurs des rayons ioniques et paramètres cristallins des oxydes métalliques répertoriés dans [3]. Nous ne donnerons que quelques exemples.

(1) Adresse actuelle : Société d'Électrochimie-Ugine, service général des Recherches, Lyon.

Pour une famille cristallographique donnée d'oxydes métalliques, on peut interpréter la constance de l'indice I comme la preuve de l'existence de liaisons de même nature dans les différents composés considérés. Lorsque, au contraire, compte tenu des variations relatives des rayons ioniques, I varie, on est conduit à admettre une modification de la nature des forces de liaison. Bien que, dans de tels édifices, la notion de rayon ionique ne corresponde plus à la stricte réalité, il est commode de continuer à raisonner sur des ions supposés sphériques et de voir apparaître dans les variations de I les modifications des forces de liaison.

La comparaison de l'indice I de divers types d'oxydes est effectuée dans le tableau ci-après. Il est possible d'en déduire dans le cas d'un oxyde M_xO_y, que l'on s'écarte d'autant plus de l'état typiquement ionique que I est plus différent de la valeur correspondant à un oxyde ionique de même rapport stœchiométrique x/y.

Famille d'oxydes ioniques.	Exceptions à cette famille.		
Type MgO : $I = 0{,}477$	ZnO	(hexagonal)	$I = 0{,}54$
	PbO	(orthorhombique)	$I = 0{,}56$
	PbO	(quadratique)	$I = 0{,}58$
	SnO	(quadratique)	$I = 0{,}62$
	BeO	(hexagonal)	$I = 0{,}73$
	PtO	(quadratique)	$I = 0{,}90$
Type Li_2O : $I = 0{,}735$	Cu_2O	(cubique)	$I = 0{,}64$
	Ag_2O	(cubique)	$I = 0{,}50$
Type CeO_2 : $I = 0{,}735$	Oxydes du type SnO_2	(quadratiques)	$I = 0{,}93$ à $1{,}14$
	SiO_2	(quartz)	$I = 1{,}67$
	SiO_2	(cristobalite)	$I = 1{,}90$

Ainsi, l'indice d'occupation d'un oxyde métallique M_xO_y apparaît comme une caractéristique cristallographique pour un réseau donné et un rapport métal/oxygène = x/y déterminé. Mais il ne semble pas avoir de signification simple en soi lorsqu'il s'agit d'un oxyde non typiquement ionique. Par contre, l'étude de la variation de cette caractéristique dans des séries d'oxydes de même rapport stœchiométrique x/y traduit une modification de la nature des forces de liaison d'un oxyde à un autre.

[1] O'Bryan H. M. et Skinner H. W. B. — *Proc. Roy. Soc.*, [A], 1940, **176**, 229.
[2] Robin J. P. — *Thèse*, éd. Masson, Paris, 1955.
[3] Wyckoff R. W. G. — Crystal structures, Interscience Publishers, 1948, t. 1.

SÉANCE DU 18 MARS 1955.

(*) 1. — Modèles du métabolisme de l'iode ;

par MM. M. Berger et R. Moret,

Laboratoire de Physique,
Faculté de Médecine de Lyon.

Les isotopes radioactifs de l'iode permettent d'explorer avec précision le métabolisme de cet élément.

Chez l'Homme, après ingestion ou injection intraveineuse d'une dose traceur d'iode 131, on mesure à des intervalles de temps appropriés, la quantité d'iode radioactif fixée par la glande thyroïde, la quantité éliminée dans les urines, la concentration plasmatique de l'iode 131, à la fois sous ses formes minérale et organique (celle-ci pouvant être assimilée à l'hormone thyroïdienne). On établit ainsi quatre courbes représentant les variations de ces grandeurs en fonction du temps.

Par ailleurs, on peut doser l'iode 127 stable dans le plasma et dans les urines.

L'interprétation de cet ensemble de données numériques est délicate. Elle nécessite l'établissement d'un schéma quantitatif du métabolisme iodé et l'écriture des équations du mouvement de l'iode correspondant à ce schéma.

Dans le schéma habituellement adopté, on suppose qu'une telle substance circule dans un système constitué d'un nombre n de compartiments, selon des lois de transfert définies. Pour le métabolisme iodé, on peut prendre trois ou quatre compartiments.

La substance stable circule dans ce système suivant un régime permanent correspondant à un équilibre dynamique : les entrées alimentaires d'iode équilibrent les sorties dues à l'excrétion, la quantité de composé iodé demeure constante dans chaque compartiment.

La substance marquée est introduite à un instant donné et circule suivant un régime transitoire.

Les transferts d'un compartiment à l'autre schématisent les événements métaboliques que l'on peut ramener à deux principaux : diffusion d'une substance à travers une membrane biologique et réaction chimique.

S'il s'agit seulement de diffusion simple (passage de l'iode minéral à travers la paroi du tube rénal, par exemple) et de réaction chimique du premier ordre, le mouvement de la substance marquée est régi par un système de n équations différentielles linéaires du premier ordre à coefficients constants

$$\frac{dQ_i^*}{dt} = \sum_j (K_{ji} Q_j^* - K_{ij} Q_i^*), \qquad (1)$$

Q_i^* représentant la masse de substance marquée présente à l'instant t dans le compartiment d'indice i, K_{ji} la constante de transfert du compartiment j vers le compartiment i et K_{ij} la constante de transfert en sens inverse.

Le mouvement de la substance stable est soumis à des équations analogues

$$\frac{dQ_i}{dt} = \sum_j (K_{ji} Q_j - K_{ij} Q_i), \qquad (2)$$

mais il se fait selon un régime permanent, les Q_i sont constants (ce qui en général est conforme aux faits, au moins en première approximation). Fait très important, les K_{ji} sont identiques pour la substance stable et pour la substance marquée.

Dans la pratique, le problème consiste à retrouver, d'après les mesures expérimentales portant sur l'iode

radioactif et l'iode stable, les constantes caractéristiques du métabolisme de l'iode chez un individu particulier, c'est-à-dire les K_{ij} et les Q_i.

Si la résolution du système (1) ne présente pas de difficultés théoriques particulières, par contre la solution exacte du problème pratique se heurte à des difficultés souvent insurmontables pour $n > 2$.

On doit recourir alors à des modèles physiques qui permettront, par des mesures expérimentales remplaçant les calculs, de résoudre le problème ci-dessus. Pour qu'un modèle soit valable, il faut et il suffit que les grandeurs qui le caractérisent soient liées par un système différentiel identique à (1).

Les modèles hydrodynamiques constituent une traduction immédiate du schéma biologique. Une solution colorée circule dans un circuit à dérivations multiples comprenant n réservoirs qui symbolisent les n compartiments; le niveau liquide demeure fixe dans chaque compartiment et le débit d'un réservoir à un autre est constant, ce débit représente K_{ij} Q_i. Le solvant symbolise la substance stable, le colorant la substance marquée, la concentration, c'est-à-dire la masse de colorant dissout dans l'unité de masse du solvant, est l'équivalent de la radioactivité spécifique.

Les mouvements du colorant et du solvant dans un tel système obéissent bien aux équations (1) et (2). En faisant varier les K_{ij} et les Q_i pour chaque compartiment, on obtient des familles de courbes auxquelles on peut comparer les courbes obtenues chez un individu donné.

Les modèles électriques ont l'avantage d'être plus souples et de donner une réponse beaucoup plus rapide, une fois construits. Le déplacement de la substance marquée est ici symbolisé par le déplacement de charges électriques dans un réseau constitué de n condensateurs reliés par des résistances purement ohmiques. Le déplacement de ces charges se fait selon un système d'équations identique à (1).

Les compartiments sont symbolisés par les condensateurs, les quantités de substance stable présentes dans chaque compartiment par les capacités de ces condensateurs, les constantes de transfert par l'inverse des constantes de temps de chaque cellule du réseau et enfin la radioactivité spécifique dans chaque compartiment par la tension aux bornes du condensateur correspondant.

Les tensions transitoires sont enregistrées à l'aide d'un oscillographe cathodique. L'enregistrement des courbes correspondant à des constantes numériques données ne demande que quelques minutes.

Pour chaque type de modèle, il est nécessaire d'établir une correspondance définie entre l'échelle des unités attachées aux grandeurs symboliques et celles attachées aux grandeurs biologiques; de même il faut établir une correspondance convenable entre les temps.

De tels modèles, malgré le caractère parfois critiquable des approximations sur lesquelles ils reposent, sont indispensables, non seulement pour l'étude quantitative du métabolisme iodé, mais aussi pour l'étude de n'importe quel métabolisme, au moyen d'isotopes stables ou radioactifs utilisés comme traceurs dans un organisme vivant entier.

SOLOMON A. K. — Equations for tracer experiments, *J. Clin. Invest.*, novembre 1949, t. **28**.

ZILVERSMIT D. B. et SHORE M. L. — A hydrodynamic model of isotope distribution in living organisms, *Nucleonics*, octobre 1952, t. **10**.

BROWNELL G. L., CAVICCHI R. V. et PERRY K. E. — An electrical analog for analysis of compartmental biological systems, *Rev. Sc. Instr.*, 1953, **24**, 704.

(*)

2. — Mesures interférentielles des longueurs d'onde des raies interdites de OI dans le ciel nocturne et crépusculaire;

par MM. J. CABANNES et J. DUFAY.

1. Si la longueur d'onde de la raie verte de l'atome neutre d'oxygène ($^1D_2$-$^1S_0$) est aujourd'hui bien déterminée, grâce à plusieurs séries de mesures très concordantes, on connait beaucoup moins bien celles des raies rouges (^3P-$^1D_2$). Pour la raie $^3P_2$-$^1D_2$, on a trouvé au laboratoire, avec un spectrographe à réseau, 6 300,297 Å (moyenne de nombres compris entre 6 300,27 et 6 300,32 Å, Kvifte et Vegard, 1947), sur les aurores, avec des étalons interférentiels, 6 300,303 ± 0,010 Å (Vegard, 1940) et, en absorption, dans le spectre solaire, 6 300,309 Å (Cabannes et Dufay, 1948). Dans le cas de la transition $^3P_1$-$^1D_2$, la seule mesure valable a donné 6 363,854 Å (Kvifte et Vegard, 1947), mais elle est peu précise, car les valeurs individuelles s'échelonnaient entre 6 363,82 et 6 363,89 Å. Il était donc utile de reprendre les mesures.

2. L'observation de ces raies dans la lumière du ciel nocturne ou crépusculaire est facilitée par l'étendue de la source et le petit nombre des raies atomiques présentes. Nous nous sommes servis d'étalons interférentiels de Perot et Fabry, dont les lames, couvertes de couches alternées de cryolithe et de sulfure de zinc, sont séparées par des billes d'acier soigneusement calibrées. Il suffit d'arrêter, au moyen d'un filtre rouge, les radiations de longueurs d'onde inférieures à 6100 Å environ pour photographier facilement les anneaux, sur plaque Eastman 103 aC ou 103 aE, au foyer d'un objectif de 10 cm de longueur focale, ouvert à $F/1{,}95$ (Penciolelli).

Les poses sont faites à l'Observatoire de Haute-Provence, en visant le ciel à 12 ou 15° de l'horizon; leur durée, de quelques heures pendant la nuit, peut être réduite à moins d'une heure à la fin du crépuscule ou au début de l'aube, grâce à l'exaltation que montrent alors les raies rouges. On photographie sur la même plaque, à la même température, les anneaux d'une raie de comparaison : He I, 5 875,617 Å; Hg I, 5 790,659 Å ou Cd I, 6 438,4696 Å. Un thermostat à bilame maintient la température de l'appareil constante à 0,1° près.

La mesure des diamètres d des 10 premiers anneaux à partir du centre permet de déterminer, à 0,01 près, la partie fractionnaire E de l'ordre d'interférence au centre $p_0 = P_0 + E$. On calcule à cet effet, par la méthode des moindres carrés, les coefficients x et y de l'équation

$$d^2 = Kx - y,$$

où K est le numéro d'ordre des anneaux à partir du

centre. La droite correspondante coupe l'axe des K au point d'abscisse $1 - E = y/x$.

On détermine, d'autre part, la partie entière P_0 par la méthode classique dite « des excédents fractionnaires » en mesurant les diamètres des anneaux fournis par quatre ou cinq raies de longueurs d'onde connues.

3. Avec les ordres d'interférence de 10 000 à 15 500 réalisés dans nos expériences, l'erreur maximum à craindre sur une mesure est comprise entre 0,011 et 0,007 Å. En fait, les 14 mesures effectuées conduisent aux écarts quadratiques moyens $\pm$ 0,004 Å pour la forte raie $^3P_2$-$^1D_2$ et $\pm$ 0,0045 Å pour la raie faible $^3P_1$-$^1D_2$. Dans le tableau ci-dessous, nos mesures sont groupées de deux manières différentes : *a*, suivant l'épaisseur *e* de l'étalon; *b*, suivant la raie de comparaison utilisée. N désigne le nombre de clichés ayant servi à former chaque moyenne.

a (Å).

e (mm).	N.	$^3P_2-^1D_2$.	$^3P_1-^1D_2$.
3,175	4	6 300,308	6 363,789
4,500	5	,308	,793
4,760	5	,308	,788

b (Å).

Raie.	N.	$^3P_2-^1D_2$.	$^3P_1-^1D_2$.
5 875,617	4	6 300,308	6 363,789
5 790,659	5	,310	,791
6 438,4696	5	,307	,789

Ces groupements ne font apparaître aucune différence systématique et les moyennes de toutes nos mesures

6 300,308 Å, 6 363,790 Å.

sont probablement exactes à $\pm$ 0,002 Å près.

Une comparaison de la raie $^1D_2$- S_0 à la raie voisine 5 570,2894 Å du krypton nous a donné, d'autre part,

5 577,344 Å,

en excellent accord avec les déterminations antérieures (valeur la plus probable : 5 577,345 $\pm$ 0,003 Å).

4. La connaissance des longueurs d'onde des trois raies 5 577, 6 300 et 6 364 Å conduit à fixer avec plus de précision la position des deux niveaux métastables $^1D_2$ et $^1S_0$ de OI au-dessus du niveau fondamental. En prenant comme point de départ le niveau $^3P_2$, nous trouvons, à 0,01 cm^{-1} près environ,

$^3P_1$	— 158,288 cm^{-1}
$^3P_2$	0
$^1D_2$	15 867,851
$^1S_0$	33 792,552

On en déduit les longueurs d'onde dans l'air des deux raies ultraviolettes :

$^3P_2-^1S_0$	λ = 2 958,368 Å
$^3P_1-^1S_0$	λ = 2 972,291 Å

Cette dernière raie, dont la probabilité de transition est assez grande, a été observée plusieurs fois au laboratoire : Emeleus, Sloane et Cathcart lui assignaient la longueur d'onde

2 972,3 $\pm$ 0,15 Å (1939),

L. et R. Herman la longueur d'onde

2 972,25 $\pm$ 0,01 Å (1944).

5. Babcock a montré que la raie verte était très fine dans la lumière du ciel nocturne (1923), car elle lui donnait encore des anneaux pour un ordre d'interférence de 85 000. Il en est de même des raies rouges; nous avons en effet réussi à photographier les anneaux de la raie 6 300 Å, pendant la nuit, avec un étalon de 5 cm d'épaisseur, soit un ordre d'interférence voisin de 159 000.

SÉANCE DU 24 JUIN 1955.

1. — La conductibilité thermique du nickel aux hautes températures et en particulier de part et d'autre du point de Curie;

par MM. L. Hugon et J. Jaffray.

La diffusivité thermique moyenne $\bar{a}$ du nickel entre deux températures a été mesurée, d'une part entre 80 et 350° C, d'autre part entre 360 et 700° C, de façon que le point de Curie (358° C) reste en dehors du domaine des mesures. La méthode utilisée consiste à envoyer dans une barre de nickel un signal thermique sinusoïdal et à suivre les variations de la température en deux points fixes. En opérant successivement pour deux périodes τ_1 et τ_2 et en mesurant les vitesses de phase correspondantes V_1 et V_2, on calcule la diffusivité moyenne par la formule

$$4\,\bar{a}^2 = \frac{V_1^2 - V_2^2}{(\omega_1/V_1)^2 - (\omega_2/V_2)^2},$$

où ω est la pulsation.

En admettant que la diffusivité vraie s'écrive

$$a = \alpha + 2\beta\theta + 3\gamma\theta^2,$$

où θ est la température centigrade, la méthode des moindres carrés permet d'obtenir α, β et γ à partir des résultats expérimentaux. On trouve (a en cm²/s)

entre 20 et 300° C :

$$a = 0,154\,88 - 0,134\,52.10^{-3}\,\theta - 0,062\,23.10^{-6}\,\theta^2;$$

entre 400 et 700° C :

$$a = 0,082\,98 + 0,076\,92.10^{-3}\,\theta - 0,023\,28.10^{-6}\,\theta^2.$$

Dans les deux domaines précédents, a montre des variations quasi linéaires, mais avec des pentes de signes contraires. Si l'on extrapole les deux expressions jusqu'à 360°, on constate qu'au point de Curie il y a une discontinuité de 10 pour 100 environ. Une discontinuité ou, tout au moins, une variation rapide de a aux environs du point de Curie semble donc très probable et de même nature que la variation de la chaleur spécifique et du coefficient de dilatation thermique.

La conductibilité thermique λ se déduit de la diffusivité thermique par la relation

$$\lambda = a c \rho,$$

où c est la chaleur spécifique et ρ la masse spécifique. On trouve les résultats suivants :

1° La valeur obtenue pour λ à la température ordinaire est en accord avec les mesures d'autres auteurs;

2° On retrouve qu'aux environs de 0° C il y a pour le nickel un maximum de conductibilité thermique;

3° La conductibilité thermique passe par un minimum entre 300 et 400° C.

Entre 300 et 400° C, les valeurs de a étant incertaines, on a essayé d'atteindre la conductibilité thermique par l'intermédiaire du nombre de Lorentz $L = \lambda/\sigma\theta$, où σ est la conductibilité électrique et θ la température absolue. En effet, on trouve qu'au-dessous de 300° C, L est une fonction croissante de la température, quasi linéaire à partir de 150° C; entre 400 et 600° C, L est presque constant; les deux courbes extrapolées se coupent en un point dont la température est très voisine de 360° C, c'est-à-dire au point de Curie. Or, σ étant une fonction continue de la température, il est raisonnable d'admettre que λ et L le sont aussi. Les régions extrapolées de la courbe $L(\theta)$ donnent donc des valeurs de L très voisines de la réalité entre 300 et 400° C, donc la possibilité de calculer λ à partir de L dans cette région. On trouve que λ, exprimée en $\text{cal.cm}^{-1}.\text{s}^{-1}.\text{degré}^{-1}$, vaut 0,143 à 0° C, passe par le minimum 0,125 à 360° C et atteint 0,142 à 650° C.

Relativement au nombre de Lorentz, on peut remarquer qu'au-dessous du point de Curie, sa valeur est nettement déficitaire : $4,62.10^{-9}$ à 0° C au lieu de $5,85.10^{-9}$, valeur théorique donnée par Sommerfeld et ceci ne semble pas dû aux impuretés du métal; par contre, au-dessus du point de Curie, L varie peu et est très voisin de la valeur théorique.

En résumé, il semble prouvé qu'au point de Curie, la diffusivité thermique du nickel présente une anomalie et y montre un minimum aigu suivi d'une croissance rapide, que la conductibilité thermique est continue et y montre un minimum. Un article plus détaillé doit paraître aux *Annales de Physique.*

2. — Problèmes et méthodes de la spectrographie des rayons β aux faibles énergies;

par MM. J.-B. Bellicard et A. Moussa.

Exposé des difficultés rencontrées dans l'étude des électrons de faible énergie émis par les substances radioactives : ralentissement dans l'épaisseur de la source, diffusion en arrière sur le support, diffusion et absorption dans la fenêtre d'entrée du compteur. Les méthodes employées pour résoudre ces difficultés sont présentées : utilisation d'un spectrographe à double focalisation, de sources préparées par évaporation sous vide d'une substance à grande activité spécifique, de feuilles très minces de formvar pour le support de source et la fenêtre du compteur. On présente certains des résultats déjà obtenus : étude de la diffusion en arrière des électrons de conversion (raies A et F du thorium B + C), étude des électrons émis par effet Auger (groupe Auger L du thorium B + C; groupe Auger K du ^{65}Zn).

(*) 3. — Influence de la température sur la luminescence du métaantimoniate de calcium;

par M. R. Bernard et Mlle N. Thomas.

On a préparé le métaantimoniate de calcium ($CaSb_2O_6$) en l'activant par le manganèse, le bismuth ou le plomb. On peut résumer ainsi les effets de la température sur les substances étudiées entre — 196 et + 300 °C.

1° $CaSb_2O_6$ (Mn). — La bande de fluorescence (maximum vers 5 200 Å) existant à la température ordinaire [1] s'élargit par chauffage. Son intensité croît jusqu'à + 140° C et décroît ensuite. Une bande orangée (maximum vers 6 000 Å) n'existe qu'au-dessous de — 50° C. Sa variation quantitative avec la température est conforme à la théorie de Mott-Gurney.

2° $CaSb_2O_6$ (Bi). — La couleur de la fluorescence, excitée par la raie $\lambda = 3\,650$ Å du mercure, passe du violet au bleu vert quand la teneur en activateur varie entre 0,1 et 8 pour 100. Par refroidissement, le spectre d'émission est déplacé vers les grandes longueurs d'onde. La bande principale d'excitation (vers 3 700 Å) subit un déplacement inverse. La variation quantitative de la luminescence quand la température change est caractéristique d'une émission complexe dont les deux composantes évoluent différemment.

Le métaantimoniate de calcium activé par le bismuth fera l'objet d'un prochain article.

3° $CaSb_2O_6$ (Pb). — La luminescence bleue sous excitation (maximum vers 4 400 Å), existant à la température ordinaire [1], est environ cinq fois plus intense à — 180° C. La courbe de thermoluminescence présente un maximum aigu vers 0° C. On en déduit que l'énergie moyenne pour libérer un électron d'un piège est environ 0,55 eV.

[1] Janin J. et Bernard R. — *C. R. Acad., Sc.*, 1955, **240**, 614.

SECTION DE STRASBOURG.

SÉANCE DU 22 MARS 1955.

(*) 1. — La dérivation des lois expérimentales;

par M. P. Vernotte.

Le problème de la dérivation des lois expérimentales est une très belle illustration de ce principe, posé

par l'auteur, qu'une courbe expérimentale n'est pas déterminée au mieux *pour elle-même* (ce qui eût conduit à considérer le dépouillement comme satisfaisant si nulle part les points expérimentaux ne s'écartent trop de la courbe adoptée), mais que l'exploitation des points expérimentaux dépend essentiellement de ce que l'on veut déduire de ces points, le dépouillement devant être conduit de manière à laisser le moins possible d'insécurité au résultat *particulier* cherché. Ainsi, la meilleure détermination de la dérivée *ne sera pas* la dérivée de la loi analytique représentant au mieux la fonction expérimentale.

Du fait de la forme des équations fondamentales de la physique, la dérivation, même expérimentale, doit garder son caractère mathématique d'opération *abstraite*; on ne pourra donc la pratiquer qu'en substituant, aux points expérimentaux dessinant un petit arc expérimental, une loi théorique aussi peu compromettante que possible, en fait une loi du second degré. Dans ces conditions, l'auteur avait montré que, les abscisses des points étant supposées d'équidistance h, on obtenait la dérivée en $x_0 + (h/2)$ en divisant par n^2h l'excès de la somme des ordonnées d'abscisses $x_0 + h,\ x_0 + 2h,\ \ldots,\ x_0 + nh$, sur la somme des ordonnées d'abscisses $x_0 - (n-1)h, \ldots, x_0 - h,\ x_0$. Il faut faire le calcul pour toutes les abscisses consécutives. On obtient alors une courbe dérivée comportant une légère *ondulation* que l'on fait disparaître par un lissage à vue.

En réalité, cette méthode, qui donnait satisfaction aux usagers, comporte une légère erreur systématique proportionnelle à la *courbure* de la courbe dérivée et au carré n^2. Et il est indispensable de faire disparaître l'ondulation par une opération objective et non par son habileté de dessinateur.

Il faut, quitte à tenir compte ultérieurement du fait que l'écart entre les deux ordonnées voisines n'est pas infiniment petit, prendre comme définition de la dérivée au point $x_0 + (h/2)$ le rapport, à h, de la différence $y_{x_0+h} - y_{x_0}$ et lisser ensuite par un procédé scientifique la courbe très accidentée obtenue. Lorsque, comme c'est le cas quand on ne possède pas la théorie du phénomène étudié, on ne peut opérer le lissage par la détermination d'une expression analytique dont on calcule les coefficients par la condition, par exemple, que l'imprécision des données entraîne *le moins d'imprécision possible* sur un coefficient commandant la distribution de la dérivée, il faut opérer un lissage de type très général.

La solution parfaite serait l'usage de la *clause de régularité*, mais, comme on ne possède pas la machine arithmétique indispensable à sa mise en application, on opérera en remplaçant l'ordonnée au point x_0 par la *moyenne arithmétique* des ordonnées relatives aux points $x_0 - nh, \ldots, x_0 - h, x_0, x_0 + h, \ldots, x_0 + nh$, ce qui entraîne une erreur *systématique* liée à la courbure de la courbe à lisser. (C'est à cela que se ramène l'ancienne méthode de dérivation de l'auteur.) Comme il ne faut pas que la prise de moyennes réduise l'intervalle expérimental qui serait écorné sur les bouts à chaque opération, on fait porter la moyenne, vers les extrémités, sur un nombre de plus en plus faible d'éléments, d'où une détermination moins sûre de la courbe *sur ses bords*. On pourrait tenter d'éliminer l'erreur systématique signalée en recommençant l'opération et admettant que, l'erreur étant faible, elle se conserve à chaque itération. Mais en réalité il faut des itérations nombreuses et l'on trouve que l'élimination de l'erreur est, par ce moyen, difficile et incertaine. On observe d'ailleurs l'apparition d'ondulations, déjà signalées, *de plus en plus* amples, qui ne s'amortissent que de plus en plus lentement et constituent la véritable difficulté de cette méthode de lissage. L'origine en est simple : si l'on imagine que l'imprécision expérimentale soit développée en série de Fourier, la prise de moyenne a, sur les harmoniques, une influence *sélective* qui accroît l'importance des harmoniques de rang *faible* et l'effet s'accuse de plus en plus quand augmente le nombre des opérations.

Le remède à ces difficultés consiste à chercher, de la courbe f à lisser, en une ou deux étapes, une représentation approchée g, assez simple et dénuée surtout d'ondulations trop serrées, à laquelle on demandera, non d'avoir une signification, mais de suivre à peu près *l'allure générale* de la courbe f, de manière que, la courbe $f - g$ ayant une courbure objective *faible*, les opérations de moyenne n'introduisent pas d'erreur appréciable : on obtient, par les moyennes portant sur $f - g$, une courbe *résiduelle* que l'on peut d'ailleurs retoucher par des approximations successives. Comme on n'a plus à tenter d'éliminer l'erreur systématique susdite, le nombre des opérations de moyenne est faible et les ondulations lentes n'ont pas le temps d'acquérir la trop grande ampleur qui les rendrait inéliminables.

On voit d'ailleurs très bien comment se trouve limitée *l'efficacité* de la méthode de lissage : la moyenne portant sur $2n + 1$ ordonnées à la fois, il faut que ce nombre reste *faible* devant le nombre total des ordonnées, sans quoi on risque d'altérer les caractères fondamentaux de la courbe, en même temps qu'on accroîtrait, sur les bouts, les portions mal déterminées de la courbe lissée; cela étant, il faut que les prises de moyennes successives, destinées à amortir les dentelures de la courbe, soient assez *peu nombreuses* pour que l'ondulation qu'elles amorcent et dont l'ampleur croît au fur et à mesure, demeure faible par rapport à l'intervalle expérimental afin que, s'éliminant mal, elle n'aille pas fausser trop gravement la courbe cherchée.

Quand cette méthode sert au calcul de la *dérivée*, elle est d'un emploi *plus* difficile (et l'on sait que la dérivée n'est jamais connue qu'avec une précision diminuée), parce que les accidents de la courbe brute obtenue comme l'a dit l'auteur, sont particulièrement *importants* et demandent, pour leur amortissement, un nombre d'opérations qui tend à être trop *notable* et risque d'altérer profondément la courbe dérivée.

Pour calculer la *dérivée seconde*, on se gardera bien de partir de la dérivée première : les moyennes n'ont d'intérêt que pour amortir les *fines* dentelures et on les a déjà fait disparaître pour introduire à leur place des ondulations *lentes* que l'on n'élimine qu'imparfaitement et que de nouvelles moyennes aggraveraient; la courbe obtenue pour la dérivée première garde la *trace* des traitements malheureusement imparfaits qu'ont subis les données expérimentales et qui la rendent *inapte* à une nouvelle application de la méthode de dérivation. On considérera la dérivation seconde comme une opération *distincte*, à

appliquer directement aux données brutes elles-mêmes, la dérivée seconde, au point x_p étant prise comme le quotient, par h^2, de la différence seconde $y_{p+1} - 2y_p + y_{p-1}$. Seulement, la courbe de la dérivée seconde brute présente des dentelures *extrêmement* fortes dont l'étouffement est plus lent et donc *plus* sujet à caution.

On a calculé la dérivée comme si h était infiniment petit, d'où la nécessité d'une très faible correction de courbure. Une détermination grossière de cette courbure de la dérivée est facile, caractérisons-la par un terme local Ax^2. Il faudra retrancher, de la valeur trouvée pour la dérivée, la quantité $Ah^2/12$.

2. — Quelques expériences récentes de visualisation d'écoulements. Écoulements à potentiel de vitesse et à dissipation d'énergie (Présentation d'appareils et expériences);

par M. L.-A. Sackmann,

Professeur à la Faculté des Sciences de Strasbourg, Directeur du Laboratoire de Mécanique des Fluides

et M. F. Debeauvais,

Assistant au Laboratoire de Mécanique des Fluides.

Écoulements à potentiel de vitesse (expériences d'hydrodynamique). — L'image d'un écoulement plan à potentiel de vitesse et régi par l'équation de Laplace est donnée par le mouvement, convenablement visualisé, d'un fluide visqueux entre glaces parallèles très rapprochées (la pression jouant le rôle de potentiel).

L'un de nous a mis au point, avant-guerre, un appareil à écoulement plan, permettant d'étudier de tels mouvements avec des conditions aux limites faciles à modifier [1].

Récemment, nous venons de réaliser dans cet appareil, judicieusement perfectionné, quelques écoulements simples fondamentaux, tels que le courant uniforme, la source, le puits, le doublet, qui sont à la base des écoulements composés de l'hydrodynamique (*fig.* 1 à 4).

On montre, par projection directe, les champs d'écoulement correspondants, ainsi que quelques écoulements composés (profils d'ailes).

La technique expérimentale, ainsi perfectionnée, permet donc de faire fonctionner l'appareil en méthode analogique très sûre et très rapide de résolution de l'équation de Laplace; elle complète avantageusement la méthode de la cuve électrique par l'ins-

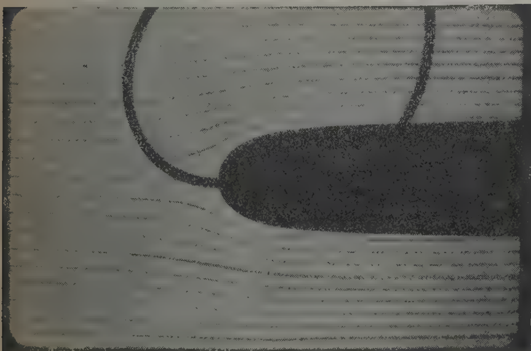


Fig. 1. — Champ d'écoulement courant uniforme + source.

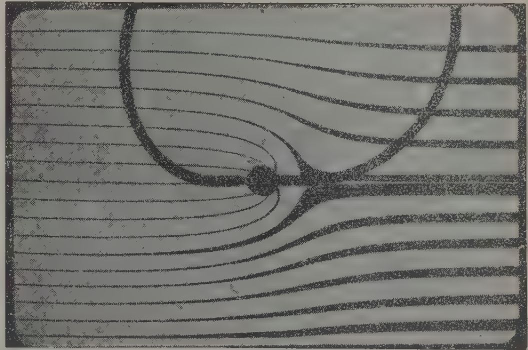


Fig. 2. — Champ d'écoulement courant uniforme + puits.

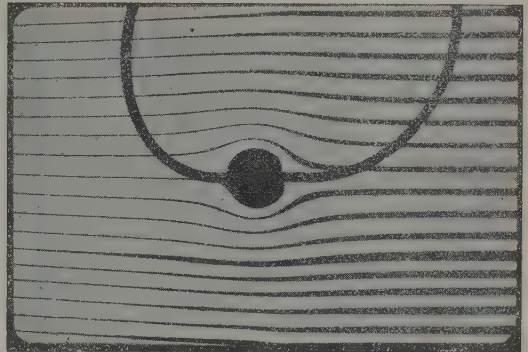


Fig. 3. — Champ d'écoulement courant uniforme + doublet.

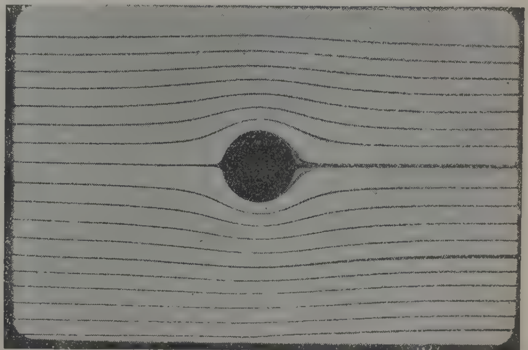


Fig. 4. — Champ d'écoulement autour d'un obstacle circulaire.

cription directe et instantanée du champ d'écoulement.

Écoulements à dissipation d'énergie (expériences d'aérodynamique). — Aux nombres de Reynolds élevés (régimes habituels de la mécanique des fluides), l'écoulement est caractérisé par l'apparition du sillage et la résistance à l'avancement.

En vue d'étudier qualitativement de tels écoulements, nous avons apporté différents perfectionnements à une petite soufflerie à fumée à veine plate, permettant à la fois l'observation et la photographie.

On montre successivement :

le courant uniforme;

l'écoulement autour du cylindre (tourbillons alternés et sillage);

des expériences de carénage systématiques;

l'écoulement autour d'une aile (influence de l'incidence, effet d'une fente, tourbillons marginaux);

l'effet Magnus (cylindre tournant).

[1] Sackmann L.-A. — L'écoulement des fluides au voisinage des points singuliers des obstacles. *Publ. Sc. Tech. du Ministère de l'Air*, 1936, n° 92.

SÉANCE DU 22 AVRIL 1955.

(*) Quelques problèmes de physique soulevés par la construction des bathyscaphes;

par M. A. Piccard,
Chexbres, Suisse.

On peut considérer toute industrie qui s'occupe de la construction de machines ou d'appareils comme étant du domaine de la physique appliquée.

Dans l'usage général de notre langue cependant, la construction de la plupart des machines et des appareils, dont le principe est connu de vieille date, est classée comme étant du domaine de la technique et l'on parle de préférence de physique quand il s'agit d'une construction nouvelle, où le constructeur ne peut pas se baser sur normes, traditions et règlements. Cette introduction nous permet de traiter la construction d'un bathyscaphe comme étant simplement une belle expérience de physique appliquée.

Le principe du bathyscaphe est connu : pour rendre le vieux ballon libre (inventé par le professeur de physique Charles), et spécialement le ballon stratosphérique moderne avec sa cabine sphérique, apte à descendre dans les profondeurs des mers, il fallait simplement remplacer le gaz léger par un liquide léger, l'essence, et réaliser les quelques adaptations imposées par les conditions nouvelles que l'on devait trouver dans les abysses.

Examinons quelques particularités du bathyscaphe.

1. *Essence.* — On en connaît les coefficients de dilatation thermique et de compressibilité. L'addition des deux contractions calculée aurait cependant donné une valeur trop grande, puisque la dilatation thermique diminue aux hautes pressions. Une mesure directe de la contraction sous l'effet combiné des basses températures et des hautes pressions s'imposait donc. Cette mesure a été réalisée avec un appareil très simple.

2. *Le lest.* — La différence entre la contraction de l'essence et celle de l'eau de mer permet de calculer le lest qu'il faudra larguer pour équilibrer le bathyscaphe au cours d'une plongée. Pour le *Trieste*, il s'agit de l'ordre de grandeur d'une tonne par 1000 m de profondeur. Le lest est constitué par de la grenaille de fonte de fer placée dans deux silos en forme d'entonnoir. Au bas de l'entonnoir la grenaille est « solidifiée » par le champ magnétique produit par un solénoïde. En coupant le courant pendant un certain temps on peut facilement doser le largage du lest. Chaque silo est retenu par un électro-aimant. On pourrait ainsi le lâcher d'un coup si l'orifice venait à se boucher. On voit que la sécurité de l'équipage est parfaite, puisqu'une panne de courant ferait simplement remonter le bathyscaphe. L'électro-aimant de suspension a pu être calculé d'avance avec toute la précision désirée. La « vanne magnétique » de l'orifice, au contraire, présente un de ces exemples où chaque détail pourrait en principe être calculé mais dont l'ensemble est pratiquement inaccessible à la théorie. Ici, des expériences de laboratoire faites en grand nombre et en grandeurs naturelles ont seules permis d'aboutir à une bonne construction.

3. *Le flotteur.* — Lors d'une descente rapide l'essence sera chauffée adiabatiquement (2,5°/1000 m) et, avec elles, les cloisons du flotteur, tandis que la coque cylindrique du flotteur subira la majeure partie du refroidissement de l'eau extérieure. Pour éviter les tensions thermiques qui en résulteraient, nous avons construit les cloisons en tôle ondulée à axes verticaux. Ainsi les cloisons assurent la rigidité du flotteur tout en permettant les très légères ovalisations qui compensent les différences de dilatations thermiques.

4. *Les quilles anti-roulis.* — Le flotteur doit être muni de quilles anti-roulis. Je les ai placées à l'intérieur du flotteur. Ainsi, si le flotteur a tendance à rouler autour de son axe longitudinal, elles se déplacent dans l'essence et amortissent le roulis mais, étant à l'abri des vagues, elles ne le produisent pas et elles peuvent être construites en tôles minces. Le résultat de cette construction, bien hérétique aux yeux des ingénieurs navals, est surprenant. Le petit *Trieste* avec sa coque cylindrique roule moins que des navires bien plus grands.

5. *Les hublots* de la cabine présentaient des problèmes délicats. Nous avons choisi la forme tronconique, la surface conique s'appliquant dans les alvéoles de la cabine. Les essais de maquettes de dimensions réduites ont montré que le verre est inapplicable. Finalement, nous avons choisi comme matière le plexiglas. Plus le rapport D/H du diamètre D de la petite face à l'épaisseur H du hublot est petit, plus la pression pouvant agir sans danger sur la face extérieure du hublot sera grande. Si notre matière était parfaitement élastique un calcul de ces hublots, bien que très difficile, serait possible en principe. Mais le plexiglas ne répond pas à ces conditions. Il présente une certaine fluidité qui produit une répartition des tensions plus avantageuse et ainsi augmente considérablement la solidité du hublot.

Nous avons été surpris par la résistance de nos maquettes. Même si D/H monte à presque 2, le hublot n'est pas encore détruit par une pression de 1000 atm. Pour les hublots définitifs des FNRS 2, FNRS 3 et *Trieste*, j'ai choisi un diamètre intérieur D de 10 cm, un diamètre extérieur de 40 cm et une épaisseur H de 15 cm. Ces hublots subiraient probablement des déformations permanentes à 2 000 atm et ils ne seraient probablement pas détruits par des pressions de plus de 3 000 atm. Notre sécurité aux profondeurs de 4 000 à 5 000 m est donc très suffisante, même si l'on tient compte du fait qu'une matière telle que le plexiglas exige un « coefficient de sécurité » plus grand qu'un métal dont les propriétés mécaniques sont mieux connues.

6. *Densimètre.* — A l'intérieur de la cabine on absorbe continuellement au moyen d'alcali le gaz carbonique produit par l'équipage et l'on remplace l'oxygène consommé. Le débit de ce dernier gaz, fourni par des bouteilles de gaz comprimé, est correct si la densité de l'atmosphère est maintenue constante. Pour contrôler cette dernière, j'utilise un tube en U au bas duquel il y a du mercure. On ferme une des branches au même instant que le trou d'homme de la cabine. Ce petit instrument ayant la même température que l'air de la cabine remplace un baromètre, un thermomètre et une règle à calculer. Il suffit, en effet, de régler l'admission de l'oxygène de façon à maintenir les deux ménisques à la même hauteur pour garantir un pourcentage constant de l'oxygène de la cabine.

Ces quelques exemples montreront que la construction d'un bathyscaphe peut passionner le physicien.

SÉANCE DU 6 MAI 1955.

Modèles collectifs de structure nucléaire ;

par M. L. Rosenfeld,
Professeur de Physique théorique
à l'Université de Manchester (Grande-Bretagne).

On passe en revue les principales propriétés nucléaires qui indiquent l'insuffisance du modèle des couches :

a. grands moments quadrupolaires;

b. facteurs de réduction des intensités des transitions isomériques et des désintégrations β.

Ces propriétés suggèrent que le noyau, tant dans l'état fondamental que dans les états de faible excitation, subit des déformations résultant de mouvements collectifs des nucléons.

On rejoint ainsi le modèle de la gouttelette, qui rend compte des réactions nucléaires affectant les états de grande excitation du noyau composé.

Le modèle unifié d'A. Bohr et B. Mottelson constitue une synthèse entre les deux modèles extrêmes. Il est basé sur le postulat de l'existence des états individuels des nucléons, caractéristique du modèle des couches, mais étend jusqu'aux faibles excitations et même à l'état fondamental les caractères collectifs symbolisés par le modèle de la gouttelette.

Certaines discordances quantitatives entre les valeurs des paramètres de déformation déduits de l'expérience (notamment sur les spectres de rotation) et celles qu'indique le modèle du fluide nucléaire continu suggèrent la considération d'un modèle de structure plus compliquée, faisant peut-être intervenir des sous-structures α.

SÉANCE DU 20 MAI 1955.

(*) 1. — Sections efficaces comparées de désintégrations d'éléments légers par les tritons ;

par Mme D. Magnac-Valette,
Laboratoire de Physique corpusculaire.

La technique expérimentale a déjà été décrite [1]. On envoie des tritons de 3,8 MeV sur une plaque photographique chargée au lithium.

Les tritons peuvent désintégrer tous les éléments légers de la plaque, à savoir le lithium, le carbone, l'azote et l'oxygène en donnant différents produits de désintégrations.

A basse énergie, on trouve (1) un très grand nombre de réactions du type



$${}^7_3\mathrm{Li} + {}^3_1\mathrm{H} \rightarrow 2\,{}^4_2\mathrm{He} + 2\,{}^1_0\mathbf{n} + 8{,}85\ \mathrm{MeV}.$$

Ces réactions donnent presque toujours des particules α de très faible énergie.

On constate que, dans ce cas, le stade intermédiaire avec formation de ${}^8_4\mathrm{Be}^*$ est impossible parce que le niveau obtenu par le calcul est trop bas. Il serait compris entre 0 et 1 MeV. Au contraire, l'intermédiaire par ${}^6_2\mathrm{He}$ est possible et le calcul montre qu'on obtient toujours une forte excitation pour ${}^6_2\mathrm{He}$ de l'ordre de 9,5 MeV quelle que soit la particule α émise en premier.

Pour une énergie incidente faible, on trouve aussi des événements où la formation de ${}^8_4\mathrm{Be}^*$ est possible, mais la probabilité est plus faible. Nous évaluons le rapport des probabilités des deux processus comme équivalant à 1/4 pour des énergies au-dessous de 0,5 MeV. Signalons d'ailleurs que, dans les cas où les deux processus sont possibles, le niveau trouvé pour ${}^8_4\mathrm{Be}$ est presque toujours celui de 3 MeV. Il y a d'ailleurs des cas où l'intermédiaire par ${}^6_2\mathrm{He}$ est seul possible même à plus haute énergie. Par exemple, on a trouvé un cas ou l'hélium 6 est excité à $10{,}5 \pm 1{,}0$ MeV pour une énergie incidente de 2,6 MeV.

Nous avons d'ailleurs trouvé récemment des cas de désintégrations du type ${}^7_3\mathrm{Li} + {}^3_1\mathrm{H} \rightarrow {}^4_2\mathrm{He} + {}^6_2\mathrm{He}^*$ sans décomposition de ${}^6_2\mathrm{He}$ [2].

Dans deux de ces cas, le niveau de ${}^6_2\mathrm{He}$ était de 1,71 MeV; il est connu et, dans le troisième cas, il est à $4{,}2 \pm 0{,}5$ MeV et n'avait jamais été mis en évidence.

La section efficace de ces réactions est assez grande; elle est d'environ 1 barn pour toutes les énergies entre 0 et 3,8 MeV. Elle présente un maximum pour

(1) L'observation a été faite par Mlle N. Douvier et M. R. Seltz.

des énergies au voisinage de 0,8 MeV, ce qui correspond à une résonance du $^{10}_{4}$Be (17,82 MeV), fait déjà remarqué par d'autres auteurs. A plus basse énergie, la réaction


$$^{7}_{3}\mathrm{Li} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{6}_{2}\mathrm{He}^{*} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}$$

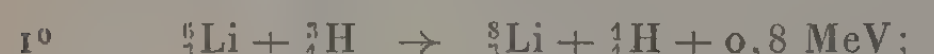
avec décomposition ou non de $^{6}_{2}$He* semble l'emporter sur


$$^{7}_{3}\mathrm{Li} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{8}_{4}\mathrm{Be} + 2\,{}^{1}_{0}\mathbf{n}$$

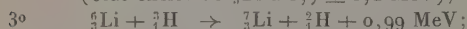
avec décomposition du $^{8}_{4}$Be.

Le fait pourrait s'expliquer par la contribution des niveaux du $^{8}_{4}$Be qui ne peuvent pas se décomposer en α mais se désintègrent par rayonnement γ, mais ils sont peu nombreux et élevés et il faudrait donc supposer que la réaction se produit toujours en donnant des neutrons peu énergiques. Or, il semble qu'on puisse considérer le niveau fondamental de $^{7}_{3}$Li comme un assemblage $^{3}_{1}$H + $^{4}_{2}$He; la réaction s'expliquerait alors par pick-up du triton qui donnerait $^{6}_{2}$He en laissant $^{4}_{2}$He. Le fait qu'il n'y aurait pas, dans ce processus, pénétration complète du triton dans le noyau de $^{7}_{3}$Li rendrait compte du peu d'importance de la barrière de potentiel.

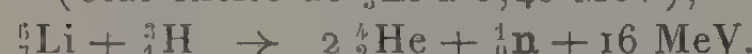
Le lithium 6 donne les réactions suivantes :


1° $^{6}_{3}\mathrm{Li} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{8}_{3}\mathrm{Li} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} + 0{,}8$ MeV;


2° $^{6}_{3}\mathrm{Li} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{8}_{3}\mathrm{Li} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} + 0{,}1$ MeV
(état excité de $^{8}_{3}$Li à 0,7 ± 0,2 MeV);


3° $^{6}_{3}\mathrm{Li} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{7}_{3}\mathrm{Li} + {}^{2}_{1}\mathrm{H} + 0{,}99$ MeV;


4° $^{6}_{3}\mathrm{Li} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{7}_{3}\mathrm{Li} + {}^{2}_{1}\mathrm{H} + 0{,}51$ MeV
(état excité de $^{7}_{3}$Li à 0,48 MeV);


$$^{6}_{3}\mathrm{Li} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow 2\,{}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{0}\mathbf{n} + 16\ \mathrm{MeV}.$$

En général, nous ne pouvons voir les réactions 1°, 2°, 3°, 4° que pour des énergies incidentes assez élevées. Cela ne veut pas dire qu'elles ne se produisent pas pour des énergies inférieures, mais il nous est difficile de les voir dans la plaque étant donnée la très faible valeur des bilans. Ces réactions sont bien visibles pour des énergies incidentes de l'ordre de 2 MeV, leur section est certainement élevée, surtout si le stripping a lieu pour les grandes valeurs du moment angulaire de la particule, processus que nous ne pouvons pas mettre en évidence, le moment du recul étant trop faible dans ce cas. La section efficace est plus élevée que celle de la réaction


$$^{6}_{3}\mathrm{Li} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow 2\,{}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{0}\mathbf{n} + 16\ \mathrm{MeV}$$

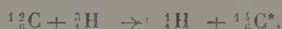
que nous évaluons à environ 3 barns. Malheureusement, nous trouvons assez peu de ces événements, le lithium 6 étant contenu en très petite quantité dans la plaque.

Contrairement à ce que nous pouvions espérer, les désintégrations du carbone sont rares, malgré le grand nombre de noyaux de cet élément dans la plaque.

Nous avons pu mettre en évidence les réactions


$$^{12}_{6}\mathrm{C} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{11}_{5}\mathrm{B} + 3{,}85\ \mathrm{MeV}$$

et


$$^{12}_{6}\mathrm{C} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{1}_{1}\mathrm{H} + {}^{14}_{6}\mathrm{C}^{*},$$

$^{14}_{6}$C étant laissé dans l'état excité de 6,10 MeV qui se désintègre en γ. Nous n'avons pas trouvé la réaction donnant l'état fondamental de $^{14}_{6}$C qui a pourtant un bilan de 4,63 MeV.

La section efficace de la première réaction est de l'ordre de 10^{-2} barn. Nous ne pouvons donner un ordre de grandeur de la seconde qu'on ne peut pas toujours observer étant donnée la faiblesse du bilan mais celle de la production de $^{14}_{6}$C fondamental est très certainement inférieure à $5 \cdot 10^{-3}$ barn.

La seule désintégration de l'azote qui a été observée est


$$^{14}_{7}\mathrm{N} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{15}_{7}\mathrm{N} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} + {}^{1}_{0}\mathbf{n} + 2{,}5\ \mathrm{MeV}.$$

Elle semble passer par l'intermédiaire d'un état excité de $^{16}_{7}$N vers 5 MeV, car le niveau trouvé pour $^{16}_{8}$O est situé dans la bande des niveaux γ ou α vers 13 MeV. Cette réaction se produit à énergie incidente élevée de l'ordre de 2,5 MeV. Elle a une section efficace de l'ordre de 10^{-1} barn.

La réaction


$$^{14}_{7}\mathrm{N} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{15}_{7}\mathrm{N} + {}^{2}_{1}\mathrm{H}$$

à bilan élevé (4,58 MeV) n'a jamais été trouvée. Elle a donc une section efficace inférieure à 10^{-2} barn.

Nous avons trouvé deux cas


$$^{m}\mathrm{X} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{m+2}\mathrm{X} + {}^{1}_{1}\mathrm{H}$$

avec un grand bilan, mais le voisinage des valeurs possibles ne permet pas de dire s'il s'agit d'une désintégration de l'azote ou de l'oxygène. Il s'agit en tout cas d'un état excité.

On en déduit que la réaction


$$^{14}_{7}\mathrm{N} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{16}_{7}\mathrm{N} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} + 4{,}84\ \mathrm{MeV}$$

a une section efficace inférieure à 10^{-2} barn. Celle de la réaction


$$^{16}_{8}\mathrm{O} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{18}_{8}\mathrm{O} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} + 3{,}72\ \mathrm{MeV}$$

est encore plus faible, elle est inférieure à $4 \cdot 10^{-3}$ barn.

L'ordre des sections efficaces est très analogue à celui qu'on a pour des désintégrations par deutérons. Les valeurs diminuent à mesure que la barrière de potentiel s'élève. Comme on pourrait s'y attendre, le lithium donne les rendements les plus élevés.

Nous remercions M. le Professeur P. Cuer qui nous a apporté dans ce travail, son précieux concours, ainsi que MM. les Professeurs Mattauch (directeur de l'Institut Max-Planck à Mayence), Jensen (professeur à l'Université de Mayence) et S. Gorodetzky (directeur de l'Institut de Recherches Nucléaires) qui nous ont aimablement permis de réaliser ces expériences à l'aide de leurs générateurs.

[1] Cuer P. et Mme Magnac-Valette D. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 23 S.
[2] Cuer P., Mme Magnac-Valette D. et Baumann G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 1880.

2. — Recherches sur les spectres de l'exciton et la dispersion anormale de PbI_2;

par MM. S. Nikitine et G. Perny.

Nous nous proposons d'exposer ici les résultats de nos recherches sur l'iodure de plomb, semi-conduc-

teur ionique dont la structure est du type iodure de cadmium [1]. De symétrie hexagonale, l'iodure de plomb est un uniaxe négatif.

Pour pouvoir étudier les propriétés optiques et surtout les spectres de l'exciton des corps solides, il faut disposer de lames suffisamment minces, homogènes et transparentes dans leur domaine d'absorption fondamentale. Il faut, de plus, que les surfaces cristallines soient assez étendues pour que l'étude spectrographique puisse se faire avec les moyens usuels et qu'elles soient aussi peu diffusantes que possible.

Pour la préparation des lames minces, nous avons employé trois méthodes différentes :

1° méthode des poudres;

2° méthode par fusion ou sublimation (lames microcristallines);

3° méthode par cristallisation (lames monocristallines).

Les lames obtenues par la méthode des poudres révèlent à l'observation spectroscopique une raie d'absorption large située, à la température de l'azote liquide, vers $\lambda = 4\,945$ Å. Cette raie est suivie d'une absorption continue de plus courtes longueurs d'onde.

Les résultats précédents sont plus nets avec des lames obtenues par fusion ou sublimation de PbI_2 (R. P.) sur une lame de verre. Le spectre d'absorption se compose, par contre, aux températures de l'hydrogène et de l'hélium liquides, d'une série de quatre raies suivies d'un palier (*fig.* 1);

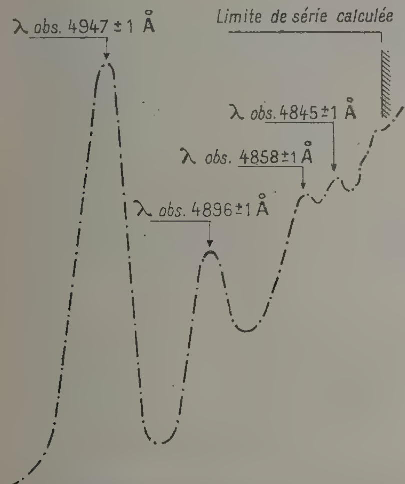


Fig. 1. — Courbe densitométrique de PbI_2 à 4,2° K environ.

trois de ces raies et le palier peuvent être représentés par la formule hydrogénoïde suivante [2] :

$$\nu_n = 20\,711 - \frac{1\,144}{n^2}\,[\mathrm{cm}^{-1}] \qquad (n = 2,\ 3,\ 4,\ \ldots).$$

Nous avons attribué ces raies à l'exciton. La première de ces raies ($\lambda \simeq 4\,947$ Å) n'est pas comprise dans la formule précédente.

Les monocristaux obtenus par la troisième méthode se présentent sous la forme de lamelles hexagonales perpendiculaires à l'axe. Elles montrent à toutes les températures une absorption continue précédée, aux basses températures, de la raie $\lambda = 4\,947$ Å (spectre ordinaire).

En comparant les spectres obtenus par les différentes méthodes, nous concluons que le spectre hydrogénoïde appartient au spectre d'absorption extraordinaire et que la raie $\lambda = 4\,945$ Å (4 947 Å) suivie d'une absorption continue appartient au spectre ordinaire.

Les résultats obtenus avec Cu_2O et PbI_2 apportent ainsi une contribution importante à la vérification expérimentale des théories de l'exciton.

Les lames monocristallines permettent d'observer, en plus du spectre d'absorption, un spectre cannelé dont les cannelures convergent fortement vers la raie $\lambda = 4\,945$ Å qui limite le spectre d'absorption continue ordinaire. L'épaisseur de la lame étant constante, la variation de l'interfrange est due à la dispersion anormale. Cette expérience permet de déduire la courbe de dispersion anormale des mesures des longueurs d'onde des franges. On a, en effet, entre deux cannelures successives, la relation

$$\delta = \frac{\lambda_i \lambda_{i+1}}{\lambda_{i+1} - \lambda_i} = 2\bar{n}_i e,$$

où δ est la différence de marche, $\bar{n}_i$ l'indice moyen entre deux franges successives et e l'épaisseur de la lame.

La courbe de dispersion anormale est obtenue en portant en abscisses les longueurs d'onde moyennes

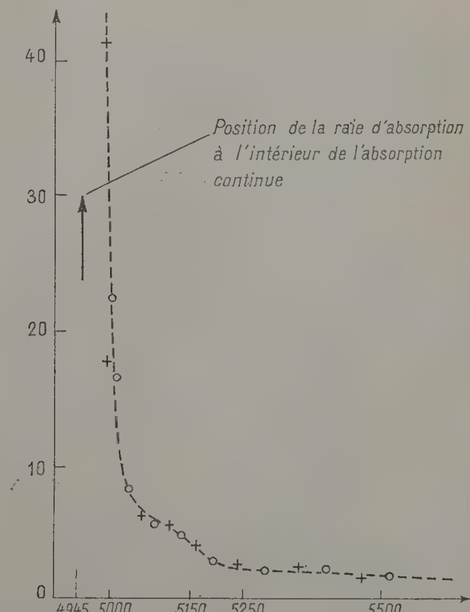


Fig. 2. — Dispersion anormale de PbI_2.
o Cannelures blanches, + cannelures noires.
En abscisse, longueur d'onde en Å;
en ordonnée, $\delta = 2\bar{n}_i e \cdot 10^{-3}$ cm.

$\lambda_1 = (\lambda_i + \lambda_{i+1})/2$ et en ordonnées les valeurs de $\delta = 2e\bar{n}_i$. En appliquant ces formules aux franges sombres et aux franges brillantes, on obtient deux séries de points qui se complètent (*fig.* 2).

Nous n'avons pas pu mesurer l'épaisseur *e* avec une précision suffisante pour pouvoir en déduire les valeurs absolues de l'indice *n*. L'allure de la courbe de dispersion obtenue ici est qualitativement différente de celle que l'on déduit des formules de Lorentz et de Drude. Dans le cas étudié, la raie d'absorption ordinaire est accompagnée d'une absorption continue de plus courtes longueurs d'onde. Il est donc nécessaire de remplacer la sommation discontinue figurant au second membre des formules précédentes par une intégration entre les limites ν_0, fréquence de la raie d'absorption, et $\nu = \infty$. Un calcul analogue a été effectué par Kallmann et Mark [3], Prins [4], Hönl [5] pour l'étude de la dispersion des rayons X. Une adaptation de ce calcul à notre cas fait l'objet de nos recherches actuelles.

[1] Strukturberichte.
[2] Nikitine S. et Perny G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 64.
[3] Kallmann et Mark. — *Ann. Phys.*, 1927, **82**, 585.
[4] Prins. — *Z. Physik*, 1928, **47**, 479.
[5] Hönl. — *Z. Physik*, 1933, **84**, 1.

SECTION BOURGOGNE-FRANCHE-COMTÉ
(*Dijon.*)

SÉANCE DU 19 MARS 1955.

1. — La condition d'Abbe et les transmissions réversibles ;

par M. P. M. Duffieux,
Faculté des Sciences de Besançon.

La connaissance d'un objet au moyen de ses images est un problème qui relève de la théorie des transmissions ou théorie de l'information. C'est la reconstitution du message émis à partir du message reçu. Ceci exige un *code* entre l'émetteur et le récepteur, et ce code ne peut être fixé que s'il existe entre émetteur et récepteur une voie de transmission *réversible* ou dont on puisse tout au moins évaluer le degré d'irréversibilité. C'est à ce souci de réversibilité et de codage que correspondent en optique les théories des images et les théories de propagation des radiations et, tout particulièrement, la recherche d'invariants entre l'espace-objet et l'espace-image.

La théorie homographique des images, dont l'emploi aux appareils d'optique réels est appelée approximation de Gauss, est fondée sur deux conceptions anciennes que la physique n'a pu conserver. La lumière est supposée se propager par rayons lumineux ou par trajectoires de Fermat qui restent identifiables à travers l'espace-objet et l'espace-image tout le long des transmissions qui les réunissent. D'autre part, l'objet est défini en termes de géométrie euclidienne et la correspondance objet-image est toujours assurée point par point grâce à la propagation par des trajectoires réversibles.

Or, l'image résulte non de la convergence de rayons mais d'interférences et l'espace-image n'est explicable qu'en terme d'Optique physique ou de Mécanique ondulatoire. Il ne peut pas y avoir de transmission réversible entre l'objet et son image et ce que l'on peut reconstituer de l'objet à partir de ses images et de l'Optique physique ne peut être qu'une connaissance partielle de l'objet, une apparence, ce que j'appelle un visage en espace bidimensionnel et une forme optique en espace tridimensionnel.

Le véritable code de transmission réversible est donné par la condition d'Abbe, dite condition des sinus. Il relie une image bidimensionnelle a un visage bidimensionnel de l'objet. La condition d'Abbe accepte une définition partielle de l'objet qui, seule, est réversible.

Les démonstrations habituelles, classiques de la condition des sinus sont fondées sur la propagation par ondes. Il est facile d'en établir une démonstration indépendante de toute hypothèse de propagation en s'appuyant sur la théorie harmonique des images qui les définit par la transformation de Fourier et le théorème de Parseval.

La démonstration, purement géométrique et algébrique, peut être interprétée facilement et directement pour les deux imageries typiques cohérente et incohérente. La condition traditionnelle des sinus correspond à l'imagerie cohérente. La condition type Abbe que l'on établit parallèlement pour l'imagerie incohérente est plus large que la précédente. Un appareil d'optique qui satisfait la condition des sinus en imagerie cohérente la satisfait en imagerie incohérente, mais il est possible de construire des appareils satisfaisant à la nouvelle condition en imagerie incohérente et qui ne la satisfont pas en imagerie cohérente. R. Burtin en a construit un en diaphragmant un objectif par un sténopé apodisé [1].

La discussion étendue de ce qui précède a paru dans la *Revue d'Optique*, 1955, t. **34**, p. 257. La discussion du cas de l'imagerie semi-cohérente qui est inséparable de certaines irréversibilités sera étudiée et publiée ultérieurement.

[1] Burtin R. — *Rev. Opt.*, 1955, **34**, 273.

(*) 2. — Un générateur à grande puissance pour 9 800 MHz ;

par MM. J. Bouchard et A. Helaine,
Faculté des Sciences de Dijon.

La plupart des recherches sur les diélectriques en U. H. F. s'effectuent dans des conditions favorables en opérant dans les guides. L'alimentation est assurée par un klystron qui fournit en régime continu et à faible puissance des oscillations d'amplitude constante ou modulée.

Toutefois, pour étudier sous une épaisseur raisonnable des matériaux très absorbants et, d'autre part,

pour examiner divers problèmes de propagation libre où l'organe de mesure ne peut utiliser qu'une fraction extrêmement faible de la puissance mise en jeu, nous avons été conduits à envisager la réalisation d'un générateur de laboratoire susceptible de fournir une puissance importante dans la bande X. Afin de conserver à l'appareil des dimensions et une alimentation admissibles et d'utiliser des tubes actuellement disponibles, nous avons adopté le magnétron 725 A à 12 cavités fonctionnant sur le mode π et alimenté en impulsions. Cette technique donne en outre la possibilité d'appliquer le signal, formé de trains d'ondes d'amplitude constante, pendant un temps exactement déterminé.

Les Laboratoires Derveaux ont bien voulu nous construire ce générateur sous forme d'un prototype dont les principales caractéristiques sont les suivantes : durée des impulsions, 1 μs; fréquence de récurrence, 1000 Hz; puissance de crête, 40 kW haute fréquence; sortie sur guide rectangulaire normal bande X (9 800 MHz) fonctionnant sur le mode H_{10} avec champ électrique vertical; un pavillon fournit éventuellement, pour l'emploi en propagation libre, des ondes très sensiblement planes avec une directivité élevée.

Le magnétron est alimenté par un modulateur de puissance qui applique à sa cathode, par l'intermédiaire d'un transformateur bifilaire, des impulsions négatives de 120 kW. Ces impulsions sont obtenues en énergie par un circuit H. T. à inductance de charge coupé par un thyratron à hydrogène 4 C 35 et en durée par une ligne à retard à inductance répartie et capacités localisées. Le rendement du magnétron est de l'ordre de 30 pour 100.

Le thyratron est excité par des tops de synchronisation à 1000 Hz obtenus à l'aide d'un oscillateur bloqué, lui-même synchronisé à partir d'un oscillateur stable à déphasage résistances-capacités dont les oscillations sont écrétées et différentiées.

L'ensemble de l'appareil, y compris les oscillateurs de commande des tops de synchronisation, fonctionne avec une alimentation de 400 VA.

Deux circuits de charge particuliers permettent d'obtenir, d'une part, le signal de synchronisation avancée de l'oscillateur à relaxation et, d'autre part, un signal correspondant à l'impulsion appliquée au magnétron.

Les applications de ce générateur peuvent être classées suivant qu'on cherche à bénéficier plus particulièrement de l'une ou l'autre des caractéristiques de son fonctionnement (pour la fréquence considérée et compte tenu éventuellement du spectre de fréquence mis en jeu) :

1° Ondes électromagnétiques de grande amplitude appliquées pendant un temps très exactement déterminé. Emploi : excitation des gaz, étude de la fluorescence, phosphorescence, etc.; irradiations diverses, applications à la chimie et à la biologie;

2° Ondes électromagnétiques de puissance moyenne assez élevée (40 W) malgré des moyens de production limités. Emploi : étude des pertes par des mesures calorimétriques directes, pénétration en relation avec la fréquence et la nature des corps;

3° Signal de très grande amplitude. Emploi : étude de la permittivité et de l'absorption de corps très absorbants ou sous des épaisseurs très élevées; cas des gaz ionisés; études de propagation libre.

Du point de vue pédagogique, la puissance importante du signal jointe à la petitesse de la longueur d'onde permet de répéter de façon très complète les expériences fondamentales de la propagation des ondes hertziennes. L'emploi d'un gaz en luminescence dans des tubes de dimensions et de formes convenables fournit la possibilité d'une observation directe et d'une étude détaillée des modes de propagation libre ou guidée.

Une série d'expériences sont présentées suggérant des schémas de mesures ou répétant les expériences classiques de propagation. On examine successivement l'emploi d'organes récepteurs correspondant à des applications diverses : bolomètre, thermistor, cristal adapté avec amplification du signal et étude de la propagation dans divers milieux, de la réfraction et de l'absorption. Au moyen de tubes luminescents de grandes dimensions, on met en évidence les modalités de la propagation : réflexion par des miroirs divers fixes et en mouvement, ondes stationnaires, polarisation, réfraction et réflexion totale par un prisme, diffraction.

3. — Résultats de l'étude de la dissociation ionique de l'acétate de cuivre en solution aqueuse;

par M. Y. Doucet.

Les recherches ont porté simultanément sur la conductibilité (avec Mlle R. Cogniac, Stagiaire de recherches) et sur l'absorption optique (avec Mme G. Watelle, Attachée de recherches). L'allure des courbes obtenues s'explique par une dissociation partielle en deux échelons avec formation intermédiaire de l'ion $CuAc^+$.

La conductibilité infinie de cet ion est trouvée en faisant l'hypothèse que, seule, la première dissociation persiste en solution saturée. Des calculs par approximations successives fournissent la constante de dissociation $K_1 = 0{,}103$ pour le premier équilibre et $K_2 = 0{,}003$ pour le second [1]. Les mesures sont faites à 0° C.

Les densités optiques sont mesurées à une longueur d'onde de 0,67 μ. Le coefficient d'extinction de l'ion Cu^{2+} est trouvé en déplaçant l'équilibre vers la droite par addition des ions H^+ de HNO_3, et celui de la molécule non dissociée par additions des ions acétiques de l'acétate de sodium. Le coefficient d'extinction des ions $CuAc^+$ est déterminé de la même façon que pour la conductibilité.

Les mesures faites à 20° C donnent des coefficients de dissociation un peu plus élevés : $K_1 = 0{,}114$ et $K_2 = 0{,}0033$.

En résumé, il faudrait considérer l'acétate de cuivre, au moins aux concentrations plus grandes que 0,1 M, comme étant un électrolyte du type 1-1 moyennement fort. Il s'écrirait (CuAc) Ac. Les solu-

tions aqueuses ne contiendraient pas alors d'ions Cu^{2+} libres.

[1] DOUCET Y. et Mlle COGNIAC R. — *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 968.

SECTION BOURGOGNE-FRANCHE-COMTÉ
(*Besançon.*)

SÉANCE DU 14 MAI 1955.

1. — Compte rendu du Congrès de Manchester ;

par M. P. M. DUFFIEUX,
Professeur à la Faculté des Sciences de Besançon.

(*) 2. — Nouvelle méthode de mesure de la constante diélectrique complexe à 3000 MHz. Application à l'étude d'un problème de Chimie physique : l'adsorption de l'eau sur gels de silice et d'alumine ;

par M. J. LE BOT,
Laboratoire de Physique
de la Faculté des Sciences de Rennes.

Dans la méthode proposée [1], l'échantillon diélectrique a la forme d'un petit cylindre de diamètre intérieur d; si le corps à étudier est liquide ou pulvérulent, on l'enferme dans un tube de verre à parois très minces de diamètre intérieur d; ce cylindre est alors inséré dans un guide H_{01} perpendiculairement aux grands côtés du guide en leurs milieux.

Soit a la grande dimension du guide; on peut montrer que, si $d/a < 0{,}1$, on peut représenter l'insertion de l'échantillon, avec une erreur inférieure à 1 pour 100, par une admittance shunt localisée dans le guide

$$Y = G + iB;$$

la constante diélectrique complexe peut alors se déterminer à partir de B et de G à l'aide de deux fonctions φ et ψ telles que

$$\varepsilon' = \varphi(B, G), \qquad \varepsilon'' = \psi(G, B).$$

La forme analytique de φ et de ψ est simple si l'on se limite à travailler à fréquence fixe et avec un diamètre donné d'échantillon; dans ces conditions, il est même possible de construire un abaque donnant *par simple lecture* les valeurs de ε' et ε'' à partir de B et de G [2].

La détermination de B et de G s'effectue de la façon suivante : en avant de l'échantillon à $(2k+1)\lambda_g/4$, on dispose une sonde fixe et le guide est terminé derrière l'échantillon par un piston de court-circuit à mouvement micrométrique. Soit p le rapprochement du piston donnant un minimum sur la sonde lorsque l'on insère l'échantillon et soit t le taux d'ondes stationnaires mesuré au voisinage d'un minimum; on a alors

$$B = \operatorname{tg} \beta p, \qquad G = \frac{t}{1-t}.$$

La méthode proposée, qui ne nécessite que de très faibles quantités de produit (moins de 2 cm³), ne fait appel qu'à des calculs très simples contrairement aux méthodes classiques; elle permet donc très aisément de suivre les variations d'une constante diélectrique complexe en fonction de la température; l'échantillon peut, en effet, être refroidi ou chauffé par une circulation d'air dans une chemise entourant le tube de mesure.

Cette méthode a été appliquée à l'étude de l'adsorption de l'eau sur gels de silice et d'alumine. Le tube de mesure était alors fermé par un robinet permettant d'introduire des quantités connues de vapeur d'eau. Les courbes $\varepsilon'' = f(T)$ passent par des maxima pour des températures T_c dont la valeur varie notablement avec la teneur en eau; le report de ces températures en fonction de l'inverse des pressions d'équilibre fournit un diagramme composé de deux droites concourantes de pentes différentes; l'étude thermodynamique du gel montre que ce changement de pente se produit au moment de la saturation de la couche monomoléculaire.

Les pentes des droites sont en outre en relation avec deux caractéristiques importantes des gels étudiés : la porosité et la chaleur d'adsorption. La méthode diélectrique (dont l'application est particulièrement aisée en utilisant le nouveau procédé d'insertion de l'échantillon dans le guide) apparaît donc comme un nouveau moyen d'investigation du phénomène de l'adsorption [3], [4] qui, jusqu'à présent, n'a été pratiquement étudié que par des méthodes thermodynamiques.

[1] LE BOT J. — *Thèse*, Paris, 1954.
[2] LE MONTAGNER S., LE BOT J., CHAUVIN S. et HAYE R. — *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 1474.
[3] LE BOT J. et LE MONTAGNER S. — *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 79.
[4] LE BOT J. et LE MONTAGNER S. — *J. Physique Rad.*, 1955, **16**, 163.

3. — Transition $^3\Pi$-$^3\Sigma$ des radicaux NH et ND ;

par M. H. GUENEBAUT.

Nous analysons le rayonnement émis dans la décomposition explosive, sous l'influence de l'étincelle électrique, des acides azothydriques N_3H et N_3D gazeux, préparés en les déplaçant de leur sel de sodium par les acides orthophosphoriques respectifs H_3PO_4 et D_3PO_4. Un appareillage automatique permet d'obtenir 30 explosions par minute et de réaliser un spectre convenable en 3 ou 4 h de fonctionnement.

Les spectres obtenus contiennent 20 nouvelles bandes, appartenant à la transition électronique $^3\Pi$-$^3\Sigma$ des molécules diatomiques NH et ND. Parmi elles,

nous pouvons en prélever un certain nombre appartenant à la branche Q de la transition considérée et les grouper, de façon satisfaisante pour chaque radical, en un schéma vibrationnel de Deslandres. Voici à ± 0,2 Å les longueurs d'onde des têtes de toutes les bandes de cette branche Q ainsi que les niveaux vibrationnels que nous leur avons attribués :

v'.	v''.	$\lambda^{Å}_{vide}$ (NH).	$\lambda^{Å}_{vide}$ (ND).
1	0	3 051,0	3 120,3
2	1	3 076,2	3 137,9
0	0	3 360,0	3 355,0
1	1	3 370,0	3 364,4
2	2	3 383,5	3 373,7
1	2	3 743,2	3 636,0
0	1	3 752,1	3 638,7

De ces résultats expérimentaux nous déduisons les valeurs des constantes de vibration des états électroniques supérieur et inférieur :

	État $^3\Pi$.		État $^3\Sigma$.	
	ω'_e (cm^{-1}).	$\omega'_e x'_e$ (cm^{-1}).	ω''_e (cm^{-1}).	$\omega''_e x''_e$ (cm^{-1}).
NH.....	3 188	87,5	3 266	78,5
ND.....	2 338	49	2 424	50

Une extrapolation linéaire de Birge-Sponer donne respectivement 4 eV et 3,4 eV pour l'énergie de dissociation des molécules NH et ND. Conformément à la théorie, ces valeurs diffèrent peu l'une de l'autre; elles sont certainement supérieures de 5 à 10 pour 100 aux valeurs réelles, mais ce sont les seules données expérimentales connues pour la dissociation de ces importants radicaux.

Enfin, la valeur expérimentale de la constante de déplacement isotopique ρ est trouvée égale à 0,737. Aux erreurs expérimentales près, ce résultat concorde bien avec la valeur théorique $\rho = 0,733$ et confirme ainsi les analyses précédentes.

SECTION DE TOULOUSE.

SÉANCE DU 29 MARS 1955.

La Radioastronomie. Aspects actuels et réalisations françaises;

par M. J.-L. Steinberg,

Maître de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique.

Dans l'introduction, on précise ce qu'est la Radioastronomie, son histoire depuis 1932 (Jansky) et 1944 (Hey, en Angleterre), les ordres de grandeur des puissances reçues (10^{-22} W/cm^2) et la gamme des longueurs d'onde étudiée (des millimètres aux décamètres).

Ces conditions fixent les caractéristiques des appareils de mesure : grande sensibilité des récepteurs, grands aériens à la fois pour augmenter l'énergie reçue et le pouvoir séparateur (1000 longueurs d'onde fournissent un pouvoir séparateur de 3').

Observations galactiques et extragalactiques. — On distingue les sources discrètes (1500 à 2 000 connues) de l'émission continue due soit à des sources non résolues, soit à l'hydrogène ionisé ou neutre.

On donne quelques détails sur l'origine des mesures sur 21 cm de longueur d'onde (émission radioélectrique de l'hydrogène neutre), sur les méthodes d'observation, sur les résultats obtenus particulièrement en ce qui concerne la structure spirale de notre galaxie.

Observations solaires. — Le Soleil est l'étoile la plus proche et la mieux connue, celle aussi dont la connaissance nous importe le plus à cause de son influence sur les phénomènes magnétiques et électriques terrestres.

Les théories du rayonnement radioélectrique solaire appuyées sur notre connaissance spectroscopique de l'état physique de la matière solaire, peuvent être comparées à l'expérience. Une quantité importante à mesurer dans ce but est la répartition de luminance sur le disque solaire en ondes radioélectriques.

Les méthodes d'observation basées sur l'utilisation des éclipses de soleil sont passées en revue et les résultats obtenus en France sont présentés. Ils font la preuve de l'existence d'une symétrie non circulaire du rayonnement métrique et d'un renforcement de luminance sur le limbe en ondes centimétriques.

Les méthodes interférométriques sont analysées théoriquement et leur mise en œuvre pratique aboutit à des enregistrements permettant de calculer la répartition de luminance sur le disque. Des photographies d'enregistrements et les différentes courbes obtenues à différents stades du calcul sont présentées et permettent de se rendre compte des conditions réelles d'emploi de la méthode.

Étude de l'atmosphère terrestre. — On indique comment les méthodes radioastronomiques apportent de nouveaux résultats sur l'absorption et la diffusion dans l'ionosphère et la troposphère.

L'Observatoire de Radioastronomie de Nançay. — Après avoir montré la nécessité de disposer d'un Observatoire spécialisé disposant d'une grande surface de terrain plat à l'abri des parasites industriels, on présente plusieurs vues de l'Observatoire de Nançay (Cher) montrant les travaux entrepris, les moyens réunis et les possibilités de développement futur.

ERRATUM

(*J. Physique Rad.*, t. **15**, n° 12, 1954, p. 89 S.)

Bandes du système négatif de l'azote dégradées vers le rouge, par MM. J. Janin et I. Eyraud :

Tableau I, ligne v' = 18,
lire 3 556,2 *au lieu de* 3 434,0
28.112 28.112

BILAN AU 31 OCTOBRE 1954.

ACTIF.

		Décomposition.	Totaux.
Titres déposés (Crédit Lyonnais et Agent de change)			5 979 340
1° Placements du Fonds de réserve		847 954	
2° Placements des disponibilités		5 131 386	
Espèces			5 161 057
Crédit Lyonnais		1 609 290	
Agent de change		29 389	
Chèques postaux		3 427 608	
Chez Gauthier-Villars		12 839	
Petite caisse (M. Marandon)		37 140	
Petite caisse Exposition (M. Poulard)		44 791	
Éléments non comptabilisés :			
433 actions du *Journal de Physique*.			
Ouvrages en dépôt chez Gauthier-Villars (Mémoires sur la Physique en 5 Tomes; Données numériques par Dufet en 3 Tomes; livre du Cinquantenaire).			
Cotisations à recouvrer : estimation	230 000		
Créances sur exposants à recouvrer : estimation	475 000		
TOTAL DE L'ACTIF		11 140 397	11 140 397

PASSIF.

		Décomposition.	Totaux.
Fonds de réserve			847 954
Situation au Bilan du 31 octobre 1953		847 954	
Cotisation des nouveaux Membres à vie		néant	
Le total est représenté par : Titres	847 954		
Le total est représenté par : Espèces	néant		
Provisions libres			8 484 574
Situation au Bilan du 31 octobre 1953		6 705 383	
Solde créditeur du compte des Ressources et des Charges de l'exercice annexé au Bilan — 692 368 Société; + 2 471 559 Exposition		1 779 191	
Le total est représenté par : Titres	5 131 386		
Le total est représenté par : Espèces	3 353 188		
Journal de Physique			1 407 950
Situation au Bilan du 31 octobre 1953		+ 1 846 554	
Subvention du C.N.R.S. pour documentation bibliographique		+ 500 000	
Versement effectué le 8 avril 1954		— 1 846 554	
Rétrocession des 6/10e du montant des cotisations encaissées au cours de l'exercice		+ 907 950	
Le total est représenté par des espèces			
Comité français de Physique			339 919
Situation au Bilan du 31 octobre 1953		+ 420 679	
Subvention pour frais de mission		+ 1 980 000	
Dépenses pour frais de mission		— 2 000 760	
Le total est représenté par des espèces.			
TOTAL DU PASSIF égal à celui de l'ACTIF		11 140 397	11 140 397

Annexe au Bilan au 31 octobre 1954. Compte des Ressources et des Charges.

au cours de l'Exercice 1953-1954.

		Charges.	Ressources.
Cotisations encaissées			1 513 251
au titre de l'exercice	1 387 535		
arriérées	121 416		
anticipées	4 300		
Rétrocession des 6/10ᵉ des cotisations au *Journal de Physique*		907 950	
Subvention C. N. R. S. pour documentation bibliographique			500 000
Rétrocession de la totalité de ces subventions au *Journal de Physique*		500 000	
Ressources diverses, suivant détail annexé (Société proprement dite)			657 955
Frais généraux de fonctionnement, suivant détail annexé (Société proprement dite)		1 955 624	
Ressources diverses, suivant détail annexé (Exposition)			7 090 956
Frais généraux de fonctionnement, suivant détail annexé (Exposition)		4 619 397	
SOLDE CRÉDITEUR du compte des Ressources et des Charges de l'exercice (reporté aux PROVISIONS LIBRES).			
Balance { Société	— 692 368		
Balance { Exposition	+ 2 471 559	1 779 191	
		9 762 162	9 762 162

Annexe au Compte des Ressources et des Charges.

Détail des ressources diverses (Société proprement dite).

Droits d'entrée des nouveaux Sociétaires	4 200
Cotisations de la Section d'Optique	11 800
Vente d'Ouvrages par Gauthier-Villars	795
Intérêts des titres	231 830
Dons sans affectation particulière (M. Paine, 1 100; Société Kodak, 50 000; M. Haenny, 2 000; M. Weber, 3 000; M. Fournier G., 1 000)	57 100
Subvention ministérielle (Aff. Étr., 100 000; C. N. R. S., 252 230)	352 230
TOTAL porté au Compte des Ressources et des Charges	657 955

Détail des frais généraux de fonctionnement :

Loyer du Siège social	1 832
Service de la Bibliothèque	12 800
Traitement des Agents	321 000
Contribution mobilière	2 340
Sécurité sociale et impôts sur traitement	91 424
Frais de bureau 35 221, correspondance 33 029, banque 1 171, recouvrement des cotisations 15 680, étrennes et gratifications facteurs et concierge 1 300	86 401
Frais des réunions de mai	47 500
Convocations : Conseil 5 475, Assemblée 10 800, séances 188 637, bandes, étiquettes et adresses pour envois 8 800, projections 16 050	229 762
Cotisations versées à l'Union des Associations scientifiques, au Comité de l'éclairage et du chauffage, au Conseil électrotechnique et au Comité français de l'Optique	22 500
Sépulture Fresnel 1953	1 645
Prix de fondation Ancel, Robin et A. Cotton	50 000
Prix au Lauréat de Physique du Concours général	5 000
Gravure médailles prix Holweck et Ancel	2 188
Frais voyage conférenciers étrangers	25 000
Frais réception Professeurs étrangers	386 980
Frais voyage conférenciers français à l'étranger	118 484
Frais voyage conférenciers Paris et province	160 248
Frais Annuaire 1954	151 705
Frais Colloque A.M.P.E.R.E.	145 800
Frais voyage délégués à Londres prix Holweck	93 015
TOTAL porté au Compte des Ressources et des Charges	1 955 624

Annexe au Compte des Ressources et des Charges.

Détail des ressources diverses (Exposition).

	Charges.	Ressources.
Recouvrements Exposition 1952, 1953		571 929
Recettes provenant des communications téléphoniques Exposition		12 150
Recouvrements frais Electricité Exposition		388 650
Produit de la vente des Catalogues		230 434
Produit de la Publicité faite dans le catalogue		1 335 500
Produit de l'impression des pages techniques dans le catalogue		799 020
Produit des textes techniques concernant les appareils non exposés		242 700
Produit de la location des emplacements à la Sorbonne		3 172 000
Recouvrements Assurances		41 490
Recouvrements clichés pour pages techniques catalogue		156 205
Recouvrements confections clichés		17 125
Remboursements divers (dépliants)		116 553
Remboursement de photographies		7 200
		7 090 956

Détail des frais généraux de fonctionnement :

	Charges.
Traitement des Agents	645 000
Sécurité sociale et impôt sur les traitements	187 792
Téléphone rue Cuvier	24 590
Abonnement à la Revue de l'Exposant	1 200
Gratification personnel de service Sorbonne	55 125
Frais divers bureau Exposition	46 939
Frais installation électrique Sorbonne	410 000
Location salles Sorbonne et frais personnel	198 062
Frais d'Assurances	18 212
Sonorisation	95 000
Aménagements Exposition	300 000
Frais de papeterie	28 898
Impression de catalogues	1 976 276
Frais envois de catalogues	106 102
Déjeuner de l'Exposition (solde)	72 032
Remise pour publicité Catalogue	285 100
Frais téléphone Exposition	48 985
Frais divers : panneaux 24 900, photo 49 204, circulaires 12 254	86 358
Frais de correspondance	33 726
	4 619 397

STATISTIQUE au 31 octobre 1954.

Nombre de Sociétaires :

Seine et Seine-Oise	669
Départements et Colonies	306
Étranger	126
TOTAL	1101

Les Membres à vie sont ainsi répartis :

Seine et Seine-et-Oise	148 + 3 honoraires
Départements	62 + 1 honoraire
Étranger	36 + 6 honoraires

Collectivités :

Seine et Seine-et-Oise	67
Départements	32
Étranger	15

Sociétaires décédés en 1953-1954	15 dont 3 Membres à vie
Démissionnaires	23 dont 5 collectivités
Rayé pour non paiement	1

Admissions :

Paris, Seine et Seine-et-Oise	34 dont 1 collectivité
Départements	15
Étranger	2

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. 148325 - IMP. GAUTHIER-VILLARS, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1955.